



TITLE:

InPおよびGa_{1-x}In_xAsyP_{1-y}半導体
における衝突イオン化率と光検出
デバイスの低雑音化に関する研究(
Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

逢坂, 福信

CITATION:

逢坂, 福信. InPおよびGa_{1-x}In_xAsyP_{1-y}半導体における衝突イオン化率
と光検出デバイスの低雑音化に関する研究. 京都大学, 1987, 工学博士

ISSUE DATE:

1987-09-24

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r6330>

RIGHT:

InPおよび $\text{Ga}_{1-X}\text{In}_X\text{As}_Y\text{P}_{1-Y}$ 半導体における
衝突イオン化率と光検出デバイスの低雑音化に
関する研究

逢 坂 福 信

InPおよび $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 半導体における
衝突イオン化率と光検出デバイスの低雑音化に
関する研究

逢 坂 福 信

DOC

1987

18

電気系

目 次

第1章	序論	1
1・1節	本研究の背景と目的	1
1・2節	本論文の構成	4
	参考文献	8
第2章	InP半導体におけるイオン化率と結晶方位の関係	16
2・1節	緒言	16
2・2節	イオン化率の結晶方位依存性に関する論争点	17
2・3節	イオン化率測定用(100)-および(111)- InPダイオードの作製	21
2・4節	室温および低温でのイオン化率の決定	24
2・5節	実験結果についての考察	36
2・6節	結言	38
	参考文献	40
第3章	Ga _{1-x} In _x As _y P _{1-y} 半導体におけるイオン化率の 組成比依存性および温度依存性	43
3・1節	緒言	43
3・2節	イオン化率測定用Ga _{1-x} In _x As _y P _{1-y} ダイオ ードの作製	44
3・3節	イオン化率の組成比依存性および温度依存性の測定	46
3・3・1	イオン化率の決定法	46
3・3・2	イオン化率の組成比依存性	55
3・3・3	イオン化率の温度依存性	58
3・4節	結言	61
	参考文献	63

第4章	衝突イオン化過程のモンテカルロ・シミュレーション	68
4・1節	緒言	68
4・2節	モンテカルロ・シミュレーションの手順	68
4・3節	衝突イオン化過程の解析	76
4・3・1	電子による衝突イオン化	76
4・3・2	正孔による衝突イオン化	80
4・4節	結言	84
参考文献		86
第5章	モンテカルロ・シミュレーションによるイオン化率の	
	結晶方位依存性と組成比依存性の解析	89
5・1節	緒言	89
5・2節	InP半導体におけるイオン化率の結晶方位依存性の解析	89
5・3節	Ga _{1-x} In _x As _y P _{1-y} 半導体におけるイオン化率の組成比依存性の解析	94
5・3・1	混晶散乱を考慮しない場合の組成比依存性	94
5・3・2	混晶散乱を考慮した場合の組成比依存性	99
5・4節	結言	101
参考文献		103
第6章	InP/GaInAsP/GaInAsアバランシェ・	
	フォトダイオードの低雑音化	105
6・1節	緒言	105
6・2節	InP, GaInAsPおよびGaInAsにおけるイオン化率を用いた過剰雑音の計算	107
6・3節	過剰雑音特性に関する計算値と測定値の比較	113
6・4節	低雑音InP/GaInAsP/GaInAsアバランシェ・フォトダイオードの設計	115

6・5節	低雑音 InP/GaInAsP/GaInAsアパ ランシェ・フォトダイオードの作製	123
6・6節	結言	127
	参考文献	130
第7章	InP/GaInAs超格子によるイオン化率比の設計	134
7・1節	緒言	134
7・2節	InP/GaInAs超格子ダイオードの作製とイオ ン化率の実験的決定	135
7・3節	モンテカルロ・シミュレーションを用いたイオン化率 の実験値の解析	138
	7・3・1. シミュレーションの方法	139
	7・3・2. イオン化率の実験値の解析	140
7・4節	InP/GaInAs超格子によるイオン化率比の 設計	144
	7・4・1. イオン化率比とバンド端不連続の関係	144
	7・4・2. イオン化率比と超格子内の層幅の関係	147
7・5節	結言	150
	参考文献	152
第8章	結論	156
	謝辞	161
	研究業績	164

第1章 序論

1・1節 本研究の背景と目的

人間社会が多様化する中で、より多くの情報をより速く処理および伝送することへの要求が年とともに増大している。低損失の石英ファイバ (fiber)、発光素子および受光素子により基本的に構成される光ファイバ通信は、この社会的要求に応えうる最も重要な技術の一つである。その中で、高感度・高速の受光素子であるアバランシェ・フォトダイオード (avalanche photodiode, 以下にAPDと記す) は、大量の情報を高速で伝送する光通信システム (system) にとって不可欠の構成要素である。

p-n接合ダイオード (diode) に降伏電圧近くの逆バイアス (bias) 電圧を印加すると、接合部の空乏層中に 10^5 V/cm 程度の強度を持つ高電界領域が生じる。この状態で信号光をダイオードに入射すると、光により励起された電子および正孔は、この領域を走行する間に次々と格子原子と衝突して二次キャリア (carrier) を作り出し、キャリアの数を雪崩増倍する。APDはこの増倍効果を利用して光信号の受信感度の向上を図る受光素子である。電子または正孔が高電界領域中を単位距離走行する間に引き起こす衝突電離の平均の回数を衝突イオン化率 (impact ionization rate) あるいは衝突イオン化係数 (以下ではイオン化率と記す) と呼び、 α または β で表わす。そして両者のイオン化率の比 α/β または β/α が大きい程、雪崩増倍に伴って発生する過剰雑音が少なくなるために高感度化が可能となる¹とともに、雪崩増倍に固有の遅れ時間であるアバランシェ立ち上がり時間が短くなり高速応答化が可能となる^{2,3} こと、が明らかにされている。このように、イオン化率はAPDの性能を左右する最も重要な物理定数であり、イオン化率に関する詳細な知識を持ち定量的な理論を確立することは、APDの高感度化・高速化を図る上で必要不可欠である。

光波長帯域 $1.0 \sim 1.6 \mu\text{m}$ で石英ファイバの伝送損失および材料分散が極めて小さくなるために、この帯域を用いた光通信による長距離大容量通信の実現が期待されている^{4,5}。この通信システムに使用されるIII-V族半導体の材料として、これまで、 $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ 系⁶⁻¹⁴や $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{GaSb}$ 系¹⁵⁻¹⁸などの混晶半導体が検討されてきた。その中でも $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 半

導体は、InPと格子整合し、1.0～1.6 μm の波長の光に対して優れた吸収特性をもつ良質の結晶が成長でき、しかも、格子欠陥の少ない半導体ヘテロ (hetero) 接合構造が作製できることから、最も盛んに開発が進められてきた。そしてAPDにおいては、InPおよびこの混晶半導体を用いたInP/GaInAs(P) APDの研究開発が数年来精力的に行なわれ¹⁹⁻³⁷、現在では最も高性能な1 μm 帯光通信用受光素子としての位置を占めるに至っている³⁵⁻³⁷。このような研究を通じて、これまで確かに、禁制帯幅の狭いGaInAs層で発生するトンネル (tunnel) 電流を小さくするために、光吸収領域であるGaInAsとキャリア増倍領域であるInPを分離する素子構造とし²⁰⁻²²、またInP/GaInAs界面に存在する電位障壁によってキャリアの応答速度が低下することを防ぐために、界面にGaInAsPの薄層を挿入する³²⁻³⁴等、低暗電流化・高速応答化の検討が進められ、そのための設計指針も明確になった。ところが、APDの高感度化にとって最も重要な課題である低過剰雑音化については、ほとんど検討されていなかった。その理由は、 $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 半導体におけるイオン化率が十分明らかにされていなかったためである。GaInAsP半導体のうち、 $y=0$ に相当するInPにおける α 、 β の値は、近年になっていくつかの実験結果が報告され³⁸⁻⁴²、ある程度信頼できる値が得られるようになった。しかしそれ以外の組成比をもつ結晶における α 、 β は、報告された実験例が少なく⁴³⁻⁴⁶、しかもそれらの値の間のばらつきも大きく、信頼するに足る結果は得られていなかった。このようにイオン化率に関する知識が不十分であったため、APDの動作状態においてInP、GaInAsP、GaInAsの各層に印加される電界の強度をどのように設定すれば発生する過剰雑音を最も少なくすることができるか、が不明であった。そこで本研究では、GaInAsP半導体の全組成範囲にわたり α 、 β を実験的に精度良く求め、それらの値を用いてInP/GaInAsP/GaInAs APDの過剰雑音を少なくするための設計指針を明らかにし、APDの低雑音化を達成することを第一の目的とした。

これからの光通信システムにおいては、画像情報のような大量の情報の伝送を可能とする高度情報化社会の実現に向けて、伝送路の大容量化が必然的となってくる。そのための超低雑音・超高速の受光素子として、極めて大きなイオン化率比を持つAPDが求められている。この要求に応えるものとして、バンド工学 (band engineering) 的な考察に基く人工結晶によって構成された超格子APD^{47,48}、傾斜バンドギャ

ップ (band gap) APD⁴⁹や階段型 APD⁵⁰等の提案がなされている。従来の APD では、用いる半導体材料によってイオン化率が決まってしまう、イオン化率比を設計する余地がほとんど無かったのに対して、上記のような APD では、人工結晶の作製の仕方によって人為的にイオン化率比を大きくするような設計が可能となる。その意味で、将来の超高性能受光素子として人工結晶を用いた APD を開発することは、今後極めて重要になると考えられる。そしてその開発を可能とするには、人工結晶の構成材料である III-V 族化合物半導体および混晶半導体におけるイオン化率に対する深い定性的理解と厳密な定量的評価に基づいて、人工結晶によるイオン化率比の設計についての指針を確立することが必要である。ところが従来のイオン化率の理論⁵¹⁻⁵⁵は、この目的を達成する上で効力を発揮することができなかった。その理由を以下に列挙すると、

- (1) これまでの理論では、エネルギー (energy) 帯構造として単一の放物線的な構造を仮定し、また散乱機構として有極性光学フォノン (phonon) 散乱のみを考慮し、ボルツマン (Boltzmann) 輸送方程式を解いてイオン化率を算出している。しかし実際の半導体中の高いエネルギーをもつキャリアは、複雑なエネルギー帯構造の上を各種の散乱を受けながら運動している。従って、このような単純な近似に基づいて導かれたイオン化率の値は現実的な妥当性に乏しい。
- (2) 理論的に求められたイオン化率の表式の中に種々の基礎的な物質定数が含まれており、これらの物質定数の値は、イオン化率の理論値が実験値に最も適合するように決められる。すなわち、基礎的な物質定数から一義的にイオン化率を導くということになっていないために、定量的に厳密なイオン化率を求めることができない。
- (3) 従来の理論では、空間的に一様な半導体結晶におけるイオン化率しか扱えないため、狭い空間範囲内でバンド構造が変化する人工結晶におけるイオン化率を計算することができない。

従来のイオン化率の理論は、言わば実験的に求められたイオン化率を説明するために作られた理論であって、ある半導体結晶におけるイオン化率を予測し設計する能力を持たず、まして空間的に一様でない人工結晶によるイオン化率比の設計に対しては全く無力であった。このことを可能とするためにまず必要な条件は、化合物および混晶半導体におけるイオン化率を、バンド構造定数や散乱定数という結晶の基本的な物質定数から算出できるようにすることである。そのための試みとして、近年、高電界中のキャリアの運動を解析す

る手法としてこれまでよく用いられてきたモンテカルロ・シミュレーション (Monte Carlo simulation)⁵⁶⁻⁶⁰ をイオン化率の計算に適用する試み⁶¹⁻⁶³ が行なわれるようになった。この手法は、半導体の実際のエネルギー帯構造と種々の散乱機構とを考慮に入れて、個々のキャリアの運動を実空間および運動量空間において記述できるため、人工結晶によってイオン化率比を設計するという目的を達成するのに非常に相応しいとすることができる。ところが現状では、まだこのシミュレーションが、InPやGaAs等の化合物半導体におけるイオン化率を定量的に求める上で有効であることが示された段階に留まっており、この手法を用いて人工結晶によるイオン化率比の設計を行なうには、更に次のような課題が存在していた。

- (1) 半導体中の電子または正孔による衝突イオン化がどのような過程を経て起こるのか、またその過程において、どのような要因が重要な役割を果たすのか、というこれまでほとんど明らかでなかった衝突イオン化過程に対する正確で詳細な理解を、モンテカルロ・シミュレーションを通じて得ること。
- (2) 人工結晶の不可欠の構成材料であるIII-V族化合物および混晶半導体におけるイオン化率を、モンテカルロ・シミュレーションによって定量的に厳密に導くこと。特に、これまで全く解明されていなかった混晶半導体におけるイオン化率が、組成比に対してどのような依存性を持ち、どのような要因によってその依存性が決定されているのか、を明らかにすること。
- (3) 空間的にバンド構造が変化する人工結晶におけるイオン化率を、モンテカルロ・シミュレーションを用いて計算すること。

そこで本研究では、実験的に明らかにしたInPおよびGaInAsP半導体におけるイオン化率を理論的に解析し、人工結晶をInP/Ga_{0.47}In_{0.53}As超格子にて構成した場合のイオン化率比を設計することを通じて、従来のモンテカルロ・シミュレーションが抱えていた上記課題を達成し、なおかつ、人工結晶によるイオン化率比の設計法を確立することを第二の目的とした。

1・2節 本論文の構成

本論文の内容は、大別して、(1) InPおよびGaInAsP半導体におけるイオン化率について実験的に考察すること、(2) 実験的に得られたイオン化率を理論的に

解析すること、(3)これらの実験的・理論的考察に基づいて、APDの低雑音化の設計法を確立すること、の三つに分けられる。(1)に関しては、第2章においてInP中のイオン化率、また第3章においてGaInAsP混晶中のイオン化率の実験的検討について述べた。(2)に関しては、第4章において衝突イオン化過程のモンテカルロ・シミュレーションについて述べ、また第5章において、このシミュレーションを用いてInPにおけるイオン化率の結晶方位依存性およびGaInAsPにおけるイオン化率の組成比依存性を解析した結果を述べた。(3)に関しては、第6章において、InP/GaInAsP/GaInAs APDの過剰雑音を、第2章および第3章で実験的に決定したイオン化率の値を用いて設計し、APDの低雑音化を達成した結果を述べた。更に、第7章において、第4章および第5章に示したモンテカルロ・シミュレーションを用いて、InP/GaInAs超格子APDの低雑音化に必要な、大きなイオン化率比を得るための設計法を明らかにした結果を述べた。本論文の構成を図1・1に示す。

本論文は8章よりなる。各章の概要は次の通りである。

第2章では、まず、イオン化率の結晶方位依存性の有無をめぐってこれまで行われてきた論争を要約して述べた。次に、 $\langle 100 \rangle$ および $\langle 111 \rangle$ 両結晶方位のInPにおけるイオン化率を液体窒素温度から室温までの低温領域において実験的に求め、この温度範囲でイオン化率の結晶方位依存性が見られないことを実験的に示した。

第3章では、まず、四種類の組成比をもつGaInAsPダイオードの増倍率測定からイオン化率を決定した方法を述べた。次に、GaInAsP半導体におけるイオン化率の組成比依存性を実験的に明らかにした。更に、液体窒素温度から室温までの低温領域においてイオン化率の温度依存性を調べることによって、混晶半導体中の衝突イオン化過程にあるキャリアに作用する散乱機構について考察した。

第4章では、イオン化率を理論的に解析する手法としてモンテカルロ・シミュレーションを確立し、それを用いて、InP中の電子および正孔が衝突イオン化を起こす過程を明らかにした。これにより、従来不明であった衝突イオン化過程とエネルギー帯構造およびキャリアの散乱との関係を理論的に明確にした。

第5章では、第2章に示したInP半導体におけるイオン化率と結晶方位の関係、および第3章に示したGaInAsP半導体におけるイオン化率の組成比依存性を、第4章に示したモンテカルロ・シミュレーションを用いて解析した結果を述べた。これによ

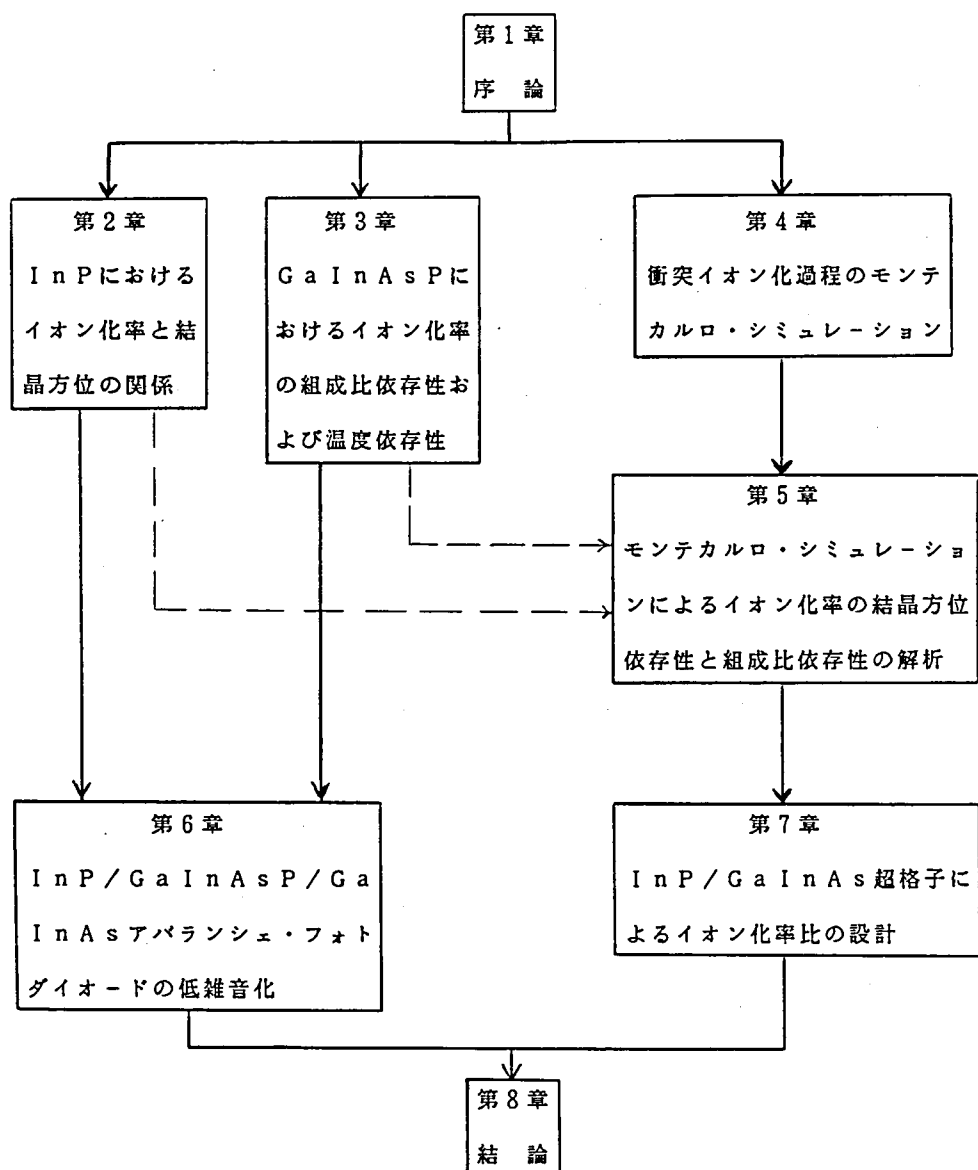


図1・1. 本論文の構成を示す図.

て, InPにおけるイオン化率に結晶方位依存性が生じない原因を明らかにし, また GaInAsPにおけるイオン化率の組成比依存性を決定している要因を明確にした.

第6章では, $1\mu\text{m}$ 帯の光通信用受光素子として最も重要な位置を占める InP/GaInAsP/GaInAs APDの過剰雑音を, 第2章と第3章で実験的に得られた InP, GaInAsPおよび GaInAsにおけるイオン化率を用いて設計し, AP

Dの過剰雑音を少なくするために必要なデバイス定数の範囲を明らかにした。そしてその設計に基いてAPDの低雑音化を達成した結果を述べた。

第7章では、 $\text{InP}/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ 超格子によるイオン化率比を、モンテカルロ・シミュレーションを用いて設計した。まず作製した InP/GaInAs 超格子ダイオードのイオン化率を実験的に求め、シミュレーションによって解析した。それにより、超格子におけるイオン化率が、 InP/GaInAs ヘテロ界面に存在するバンド端不連続の大きさによって決定されることを理論的に示した。次に、イオン化率比とバンド端不連続および超格子内の層幅の関係をシミュレーションから求め、イオン化率比を増大させるためのこれらのパラメータの設計範囲を明らかにした。このことを通じて、超格子によるイオン化率比の設計法を確立するとともに、モンテカルロ・シミュレーションがこの設計に対して効果的な手法であることを示した。

最後に第8章は本論文全体の結論にあてられる。

参考文献

1. R.J.McIntyre, "Multiplication Noise in Uniform Avalanche Diodes", IEEE Trans. Electron Dev., vol.ED-13, pp.164-168, 1966.
2. R.B.Emmons, "Avalanche-photodiode frequency response", J. Appl. Phys., vol.38, pp.3705-3714, 1967.
3. I.M.Naqvi, "Effects of time dependence of multiplication process on avalanche noise", Solid-State Electron., vol.16, pp.19-28, 1973.
4. T.Kimura and K.Daikoku, "A proposal on optical fiber transmission systems in a low-loss 1.0-1.4 μ m wavelength region", Opt. Quantum Electron., vol.19, pp.33-42, 1977.
5. T.Kimura, "Single-Mode System and Components for Longer Wavelength", IEEE Trans. Circuits & Systems, vol.CAS-26, pp.987-1010, 1980.
6. G.A.Antypas, R.L.Moon, L.W.Jones, J.Edgecomb, and R.L.Bell, "III-V quaternary alloys", Inst. of Phys. Conf. Ser., no.17, London and Bristol, 1973, pp.48-54.
7. P.D.Wright, E.A.Rezek, and N.Holonyak,Jr., "Lattice matching and dislocations in LPE $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}_{1-z}\text{As}_z$ -InP heterojunctions", J. Crystal Growth, vol.41, pp.254-261, 1977.
8. M.Feng, L.W.Cook, M.M.Tashima, and G.E.Stillman, "Lattice constant, bandgap, thickness, and surface morphology of InGaAsP-InP layers grown by step-cooling, equilibrium cooling, supercooling, and two-phase-solution growth techniques", J. Electron. Mater., vol.19, pp.241-249, 1980.
9. M.Quillec, T.P.Pearsall, J.Burgent, G.Laurencin, J.L.Benchimol, P.Merenda, and C.Daguet, "The compositional uniformity of $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ grown by near-equilibrium

- cooling LPE", Inst. of Phys. Conf. Ser., no.56, London, 1981, pp.105-113.
10. M.Feng, L.W.Cook, M.M.Tashima, G.E.Stillman, and R.J.Blatter, "Auger profile study of the influence of lattice mismatch on the LPE InGaAsP/InP interface", Appl. Phys. Lett., vol.34, pp.697-699, 1979.
 11. K.Nakajima, S.Komiya, K.Akita, T.Yamaoka, and O.Ryuzan, "LPE growth of misfit dislocation-free thick $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ layers on InP", J. Electrochem. Soc., vol.127, pp.1568-1572, 1980.
 12. K.Nakajima, S.Yamazaki, S.Komiya, and K.Akita, "Misfit dislocation-free $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ /InP heterostructure wafers grown by liquid phase epitaxy", J. Appl. Phys., vol.52, pp.4575-4582, 1981.
 13. G.H.Olsen and T.J.Zamerowski, "Crystal growth and properties of binary, ternary and quaternary (In,Ga)(As,P) alloys grown by the hydride vapor phase epitaxial technique", Progress in Crystal Growth and Characterization, vol.II, B.R.Pamplin, ed., London: Pergamon, 1979.
 14. S.B.Hyder, R.R.Saxena, and C.C.Cooper, "Vapor-phase epitaxial growth of quaternary $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ in the 0.75-1.35eV bandgap range", Appl. Phys. Lett., vol.34, pp.584-586, 1979.
 15. S.L.Anderson, F.W.Scholl, and J.S.Harris, "AlGaSb Alloys for 1.0-1.8 μm Heterojunction Devices", Inst. of Phys. Conf. Ser., #33b, Bristol, 1977, pp.346-355.
 16. H.D.Law, J.S.Harris, K.C.Wong, and L.R.Tomasetta, "GaAlAsSb /GaSb Alloys: Material Preparation and Applications to Optoelectronic Devices", Inst. of Phys. Conf. Ser., #45, Bristol, 1977, pp.420-428.
 17. A.Joulie and P.Gautier, "The Al-Ga-Sb ternary phase diagram

- and its application to solution growth", J. Crystal Growth, vol.47, pp.100-108, 1979.
18. H.D.Law, R.Chin, K.Nakano, and R.A.Milano, "The GaAlAsSb Quaternary and GaAlSb Ternary Alloys and Their Application to Infrared Detectors", IEEE J. Quantum Electron., vol.QE-17, pp.275-283, 1981.
 19. K.Nishida, K.Taguchi, and Y.Matsumoto, "InGaAsP hetero-structure avalanche photodiodes with high avalanche gain", Appl. Phys. Lett., vol.35, pp.251-253, 1979.
 20. H.Ando, H.Kanbe, M.Ito, and T.Kaneda, "Tunneling Current in InGaAs and Optimum Design for InGaAs/InP Avalanche Photodiode", Jpn. J. Appl. Phys., vol.19, pp.L277-L280, 1980.
 21. M.Ito, T.Kaneda, K.Nakajima, Y.Toyama, and H.Ando, "Tunneling currents in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ homojunction diodes and design of InGaAs/InP hetero-structure avalanche photodiodes", Solid-State Electron., vol.24, pp.421-424, 1981.
 22. O.K.Kim, S.R.Forrest, W.A.Bonner, and R.G.Smith, "A high gain $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ avalanche photodiode with no tunneling leakage current", Appl. Phys. Lett., vol.39, pp.402-404, 1981.
 23. Y.Matsushima, K.Sakai, S.Akiba, and T.Yamamoto, "High multiplication gain $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ heterostructure avalanche photodiode (HAPD) fabricated by diffusion technique", 6th European Conf. on Optical Communication, York, 1980, pp.226-229.
 24. N.Susa, H.Nakagome, O.Mikami, H.Ando, and H.Kanbe, "New InGaAsP/InP avalanche photodiode structure for 1.0-1.6 μm wavelength region", IEEE J.Quantum Electron., vol.QE-16, pp.864-870, 1980.

25. F.Osaka, K.Nakajima, T.Kaneda, T.Sakurai, and N.Susa, "InP/InGaAsP avalanche photodiodes with new guard ring structure", Electron. Lett., vol.16, pp.716-717, 1980.
26. S.R.Forrest, G.F.Williams, O.K.Kim, and R.G.Smith, "Excess noise and receiver sensitivity measurements of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ avalanche photodiodes", Electron. Lett., vol.17, pp.917-919, 1981.
27. N.Susa, H.Nakagome, H.Ando, and H.Kanbe, "Characteristics in InGaAs/InP Avalanche Photodiodes With Separated Absorption and Multiplication Regions", IEEE J. Quantum Electron., vol.QE-17, pp.243-250, 1981.
28. V.Diadiuk, S.H.Groves, C.E.Hurwitz, and G.W.Iseler, "Low Dark -Current, High Gain GaInAs/InP Avalanche Photodetectors", IEEE J. Quantum Electron., vol.QE-17, pp.260-264, 1981.
29. Y.Matsushima, K.Sakai, and Y.Noda, "A new type InGaAs/InP heterostructure avalanche photodiode with buffer layer", IEEE Electron Dev. Lett., vol.EDL-2, pp.179-181, 1981.
30. T.Shirai, F.Osaka, S.Yamazaki, K.Nakajima, and T.Kaneda, " $1.3\mu\text{m}$ InP/InGaAsP planar avalanche photodiodes", Electron. Lett., vol.17, pp.826-827, 1981.
31. T.Shirai, S.Yamazaki, H.Kawata, K.Nakajima, and T.Kaneda, "A Planar InP/InGaAsP Heterostructure Avalanche Photodiode", IEEE Trans. Electron Dev., vol.ED-29, pp.1404-1407, 1982.
32. S.R.Forrest, R.G.Smith, and O.K.Kim, "Performance of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ Avalanche Photodiodes", IEEE J. Quantum Electron., vol.QE-18, pp.2040-2048, 1982.
33. K.Yasuda, T.Shirai, Y.Kishi, S.Yamazaki, and T.Kaneda, "Heterojunction Effect on Spectral and Frequency Responses in InP/InGaAsP/InGaAs APD", Jpn. J. Appl. Phys., vol.22,

Suppl.22-1, pp.291-294, 1983.

34. J.C.Campbell, A.G.Dentai, W.S.Holden, and B.L.Kasper, "High-performance avalanche photodiode with separate absorption 'grading' and multiplication regions", Electron. Lett., vol.19, pp.818-820, 1983.
35. T.Shirai, T.Mikawa, T.Kaneda, and A.Miyauchi, "InGaAs avalanche photodiodes for 1 μ m wavelength region", Electron. Lett., vol.19, pp.534-536, 1983.
36. Y.Matsushima, Y.Noda, Y.Kushiro, N.Seki, and S.Akiba, "High sensitivity of VPE-grown InGaAs/InP-heterostructure APD with buffer layer and guard-ring structure", Electron. Lett., vol.20, pp.235-236, 1984.
37. T.Mikawa, T.Shirai, K.Nakajima, and T.Kaneda, "Low-noise high-speed InGaAs avalanche photodiodes for 1- μ m wavelength region", Technical Digest of Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), 1983, pp.220-221.
38. C.W.Cao and C.R.Crowell, "Impact ionization by electrons and holes in InP", Solid-State Electron., vol.23, pp.881-891, 1980.
39. I.Umebu, A.N.M.N.Chouldhury, and P.N.Robson, "Ionization coefficients measured in abrupt InP junctions", Appl. Phys. Lett., vol.36, pp.302-303, 1980.
40. L.W.Cook, G.E.Bulman, and G.E.Stillman, "Ionization coefficient determination in InP by analysis of avalanche multiplication and noise measurements", Inst. of Phys. Conf. Ser., vol.63, London, 1981, pp.281-286.
41. C.A.Armiento and S.H.Groves, "Impact ionization in (100)-, (110)-, and (111)-oriented InP avalanche photodiodes", Appl. Phys. Lett., vol.43, pp.198-200, 1983.

42. N.Tabatabaie, V.M.Robbins, N.Pan, and G.E.Stillman, "Impact ionization coefficients in (111)InP", Appl. Phys. Lett., vol.46, pp.182-184, 1985.
43. M.Ito, T.Kaneda, K.Nakajima, Y.Toyama, T.Yamaoka, and T.Kotani, "Impact ionisation ratio in $\text{In}_{0.73}\text{Ga}_{0.27}\text{As}_{0.57}\text{P}_{0.43}$ ", Electron. Lett., vol.14, pp.418-419, 1978.
44. Y.Takanashi and Y.Horikoshi, "Ionization Coefficient of InGaAsP/InP APD", Jpn. J. Appl. Phys., vol.18, pp.2173-2174, 1979.
45. H.D.Law, K.Nakano, and L.R.Tomasetta, "III-V alloy heterostructure high-speed avalanche photodiodes", IEEE J.Quantum Electron., vol.QE-15, pp.549-558, 1979.
46. T.P.Pearsall, "Impact ionization rates for electrons and holes in $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ ", Appl. Phys. Lett., vol.36, pp.218-220, 1980.
47. F.Capasso, W.T.Tsang, A.L.Hutchingson, and G.F.Williams, "Superlattice photodetector: A new avalanche photodiode with a large ionization rates ratio", Technical Digest of IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM), 1981, pp.338-341.
48. F.Capasso, W.T.Tsang, A.L.Hutchingson, and G.F.Williams, "Enhancement of electron ionization in a superlattice: A new avalanche photodiode with a large ionization rate ratio", Appl. Phys. Lett., vol.40, pp.38-40, 1982.
49. F.Capasso, W.T.Tsang, A.L.Hutchingson, and P.W.Foy, "The graded bandgap avalanche diode: a new MBE structure with a large ionization rates ratio", Inst. of Phys. Conf. Ser., no.63, Bristol and London, 1981, pp.473-478.
50. G.F.Williams, F.Capasso, and W.T.Tsang, "The Graded Bandgap

- Multilayer Avalanche Photodiode: A New Low-Noise Detector", IEEE Electron Dev. Lett., vol.EDL-3, pp.71-73, 1982.
51. P.A.Wolff, "Theory of Electron Multiplication in Silicon and Germanium", Phys. Rev., vol.95, pp.1415-1420, 1954.
 52. W.Shockley, "Problems related to p-n junctions in silicon", Solid-State Electron., vol.2, pp.35-67, 1961.
 53. G.A.Baraff, "Distribution Functions and Ionization Rates for Hot Electrons in Semiconductors", Phys. Rev., vol.128, pp.2507-2523, 1962.
 54. L.V.Keldish, "Concerning the theory of impact ionization in semiconductors", Sov. Phys. - JETP vol.21, pp.1135-1144, 1965.
 55. W.P.Dumke, "Theory of Avalanche Breakdown in InSb and InAs", Phys. Rev., vol.167, pp.783-789, 1968.
 56. W.Fawcett, A.D.Boardman, and S.Swain, "Monte-Carlo determination of electron-transport properties in gallium-arsenide", J. Phys. Chem. Solids, vol.31, pp.1963-1990, 1970.
 57. W.Fawcett and D.C.Herbert, "High-field transport in gallium-arsenide and indium-arsenide", J. Phys. C: Solid State Phys., vol.7, pp.1641-1654, 1974.
 58. D.C.Herbert, W.Fawcett, and C.Hilsum, "High-field transport in indium-phosphide", J. Phys. C: Solid State Phys., vol.9, pp.3369-3375, 1976.
 59. M.A.Littlejohn, J.R.Hauser, and T.H.Glisson, "Velocity-field characteristics of GaAs with gamma- Γ_6^C - L_6^C - X_6^C conduction-band ordering", J. Appl. Phys., vol.48, pp.4587-4590. 1977.
 60. M.A.Littlejohn, J.R.Hauser, and T.H.Glisson, "Monte Carlo calculation of transport properties of GaN", Appl. Phys. Lett., vol.26, pp.625-627, 1975.

61. H.Shichijo and K.Hess, "Band-structure-dependent transport and impact ionization in GaAs", Phys. Rev., vol.23, pp.4197-4207, 1981.
62. K.Brennan and K.Hess, "Theory of high-field transport of holes in GaAs and InP", Phys. Rev. B, vol.29, pp.5581-5590, 1984.
63. K.Brennan and K.Hess, "High field transport in GaAs, InP and InAs", Solid-State Electron., vol.27, pp.347-353, 1984.

2・1節 緒言

半導体結晶におけるイオン化率を定量的に取り扱い、イオン化率比の設計を可能にするためには、まず衝突イオン化現象に関する正しい認識を得ることが必要である。すなわち、 10^5 V/cm の桁の高電界領域中を運動するキャリアがどのような過程を経て衝突イオン化を引き起こすのか、そしてその過程において、どのような要因が支配的な作用を及ぼすのか、を明らかにする必要がある。この問題について、これまで相対立する二つの考え方が提示され、両者の間で論争が行なわれてきた。その一つは、高電界によって加速され無散乱で走行するキャリア（以下ではバリスティック (ballistic) ・キャリアと記す）が衝突イオン化に重要な寄与をしているとする考え方¹⁻³であり、もう一つは、バリスティック・キャリアによるイオン化の可能性を打ち消す程の頻繁な散乱がイオン化過程に支配的な影響を及ぼしているとする考え方^{4,5}である。この論争は、主としてイオン化率の結晶方位依存性の有無をめぐる行なわれてきた。その理由は、異なる結晶方位の間で一般にエネルギー帯構造が異なり、それによってバリスティック・キャリアによるイオン化の確率も異なるため、もしバリスティック・キャリアが衝突イオン化に重要な寄与をしているとすれば、それはイオン化率の結晶方位依存性に明白に現われるはずだからである。そこで本章では、この両者の考え方のうちのいずれが妥当であるかを実験的に明らかにするために、液体窒素温度 (77 K) から室温 (293 K) までの低温領域において、InP中の電子および正孔のイオン化率 α 、 β の結晶方位依存性を測定した結果を述べる。

イオン化率の結晶方位依存性の有無を明らかにすることは、衝突イオン化過程に対する正しい理解を得るという物理的意義があるだけでなく、実際的な意味でも重要である。というのは、APDの低雑音化・高速化にとって電子と正孔とのイオン化率の比ができるだけ大きいことが必要であり⁶⁻⁸、もしイオン化率に結晶方位依存性があるならば、イオン化率比が最も大きくなる結晶方位を用いるべきであるという事になるからである。しかし従来の実験結果は、結晶方位依存性を示すもの^{1,9}とそれを否定するもの^{10,11}に二分され、これらの結果からは明確な結論を出すに至っていなかった。

従来の実験値はすべて室温で測定された値である。それに対して著者は、キャリア

に対するフォノン散乱が弱まる低温領域においてイオン化率を測定することによって、バリスティック・キャリアの衝突イオン化への寄与の程度をより明瞭にできることに着目し、77 Kから293 Kまでの温度範囲において<100>および<111>の両結晶方位のInPにおける α , β を精密に測定した。

本章ではまず、イオン化率の結晶方位依存性に関してこれまで行われてきた論争を要約して述べ、その論点を明確にした。次に、(100)-および(111)-InPダイオードの作製法と、室温および低温領域でのイオン化率の実験的決定法について述べた。そして、実験結果より、測定した温度範囲においてイオン化率の結晶方位依存性が認められず、このことからバリスティック・キャリアのイオン化への寄与は無視できることを明らかにした。以下にこれらについて詳説する。

2・2節 イオン化率の結晶方位依存性に関する論争点

ピアサル(Pearsall)ら¹は<100>, <110>, <111>の三つの結晶方位をもつGaAsダイオードにおいて α , β を測定した。彼らの実験結果から次のような点が明らかとなった。

(1) <111>方位の α は<100>および<110>方位の α に比べて小さい。

(2) β の値は三つの方位の間でほとんど差異がない。

カパッソ(Capasso)ら²およびカパッソとバチェレット(Bachelet)³は、ショックレー(Shockley)¹²が提示したラッキー電子モデル(lucky electron model)を一般化し、これらの実験事実を次のように説明した。まず、伝導帯の上を電界によって加速されバリスティックに走行する電子に着目すると、この電子が従う運動方程式は

$$\hbar \frac{dk}{dt} = qE \quad (2 \cdot 1)$$

と表わされる。ここで \hbar はプランク(Planck)定数、 k は電子の波数ベクトル(vector)、 t は時刻、 q は電子電荷、 E は印加電界ベクトルである。上式を t について積分し、初期状態の波数ベクトルを k^0 とすると、 k は次のようになる。

$$k = \frac{qE}{\hbar} t + k^0 \quad (2 \cdot 2)$$

今考えている半導体は直接遷移型であるとし、初期状態を伝導帯の Γ 谷の底にとると、 $k^0 = 0$ となる。また電子のエネルギー ϵ の原点を Γ 谷の底にとると、初期状態のエネルギーは $\epsilon = 0$ となる。印加電界方向に存在するイオン化の閾値状態のエネルギーを ϵ_i 、波数を k_i とする。これらの ϵ_i と k_i は、印加電界方向の伝導帯と価電子帯の具体的な構造が与えられれば、(1)衝突イオン化を起こす前後でのキャリアのエネルギーと運動量が保存される、(2)衝突イオン化を起こした後の一次キャリアと二次キャリアの群速度が互いに等しい、という条件を満たす状態として求めることができる¹³。そうすると、電子が $k = 0$ の初期状態から出発した後、一度も散乱を受けずに $k = k_i$ の閾値状態に到達するまでに要する時間 t_b （以下にバリスティック時間と記す）は、(2・2)式から

$$t_b = \frac{\hbar k_i}{qE} \quad (2 \cdot 3)$$

与えられる。ところが実際には、電子は初期状態から閾値状態に到達する途中で種々の散乱体によって散乱を受け、バリスティックな走行が妨げられる。従って散乱を全く受けずに走行する電子の確率は時間的に減衰する。エネルギー ϵ をもつ電子に対する散乱と散乱の間の時間間隔、つまり散乱時間を $\tau(\epsilon)$ とすると、 $\epsilon = 0$ から出発した電子が一度も散乱を受けずに閾値状態 $\epsilon = \epsilon_i$ に到達する確率 $P(\epsilon_i)$ は、

$$P(\epsilon_i) = \exp \left[- \int_0^{\epsilon_i} \frac{dt}{\tau\{\epsilon(t)\}} \right] \quad (2 \cdot 4)$$

与えられる。伝導帯のバンド構造を $\epsilon(k)$ とし、この $\epsilon(k)$ と(2・2)式とを用いて(2・4)式中の変数を t から ϵ に変換すると、 $P(\epsilon_i)$ は次のように変形される。

$$P(\epsilon_i) = \exp \left[- \frac{\hbar}{qE} \int_0^{\epsilon_i} \left(\frac{d\epsilon}{dk} \right)^{-1} \frac{d\epsilon}{\tau(\epsilon)} \right] \quad (2 \cdot 5)$$

今簡単のために、バンド構造が放物線的($\epsilon \propto k^2$)であるとし、散乱時間 $\tau(\epsilon)$ が ϵ に依存しないとすると、(2・5)式は次式のように変形できる。

$$P(\epsilon_i) = \exp \left(- \frac{\hbar k_i}{qE\tau} \right) = \exp \left(- \frac{t_b}{\tau} \right) \quad (2 \cdot 6)$$

つまり、バリスティックに閾値状態に到達する確率はバリスティック時間 t_b と散乱時間 τ との比の関数となる。勿論実際には、伝導帯のバンド構造は複雑な形をしており、散乱時間も一般に電子のエネルギーに強く依存しているため、(2・6)式は定量的に厳密で

はないが、この式は明瞭な物理的意味を持っている。つまり、散乱と散乱の間の時間間隔に比べ、バリスティックに閾値に到達するために要する時間が短くなる程、 $P(\epsilon_i)$ は指数関数的に増大する。そこでもし、ある結晶軸方向ではイオン化の閾値状態が存在し、しかも $t_b \sim \tau$ であってバリスティックな到達確率 $P(\epsilon_i)$ が十分大きな値を持つのに対して、別の結晶軸方向には閾値状態が存在せず（つまり $t_b = \infty$ ）、 $P(\epsilon_i) = 0$ であるとすると、結晶軸方向によって $P(\epsilon_i)$ の値が異なり、バリスティックな電子によるイオン化の確率も異なるため、 α に結晶方位依存性が生じることになる。実際GaAsやInPでは、図2・1および図2・2に示すように伝導帯のバンド構造が強い異方性を持つことから、 $\langle 100 \rangle$ や $\langle 110 \rangle$ 軸方向にイオン化の閾値状態 $\epsilon_i \sim 2 \text{ eV}$ 、 $k_i \sim 2\pi/3a$ （ a は格子定数）が存在するのに対し、 $\langle 111 \rangle$ 軸方向には閾値状態が無

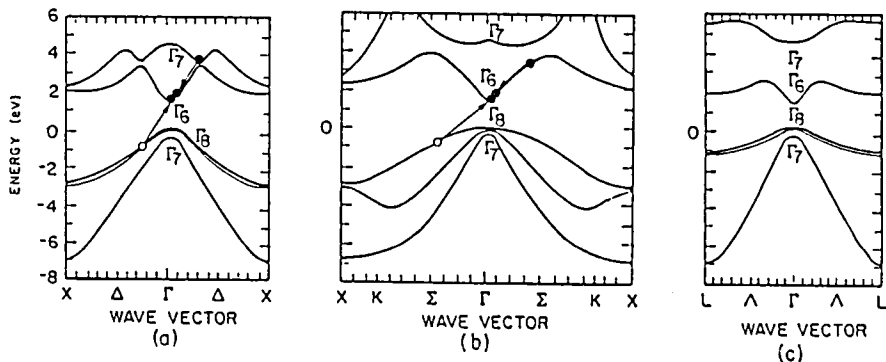


図2・1. GaAsにおけるエネルギー-帯構造と電子による衝突イオン化の閾値状態。(a) $\langle 100 \rangle$ 軸 (b) $\langle 110 \rangle$ 軸 (c) $\langle 111 \rangle$ 軸

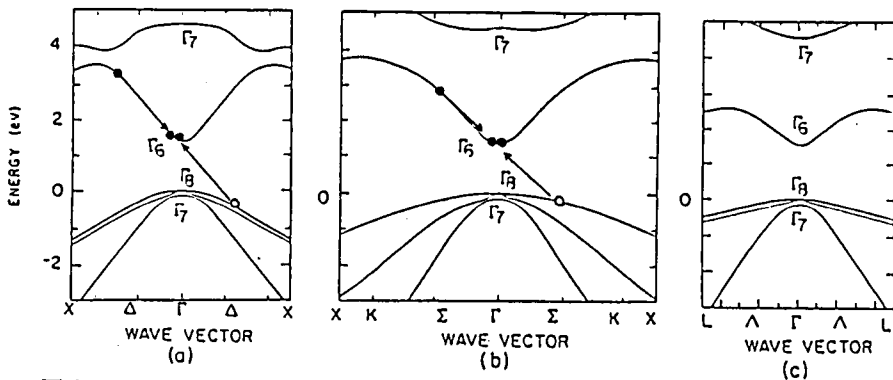


図2・2. InPにおけるエネルギー-帯構造と電子による衝突イオン化の閾値状態。(a) $\langle 100 \rangle$ 軸 (b) $\langle 110 \rangle$ 軸 (c) $\langle 111 \rangle$ 軸

いことが知られている^{1,14}。電界強度を $5 \times 10^5 \text{ V/cm}$ とすると、 $\langle 100 \rangle$ および $\langle 110 \rangle$ 軸方向のバリスティック時間は (2・3) 式から $t_b \sim 4 \times 10^{-14} \text{ sec}$ となる。一方、散乱時間は高エネルギー状態では Γ 谷から L 谷または X 谷への谷間散乱による散乱時間で決まる¹⁵が、カバッソら²はこの散乱時間を $\tau \geq 1 \times 10^{-14} \text{ sec}$ と仮定した。このような τ は t_b と同程度の値であるため、 $\langle 100 \rangle$ および $\langle 110 \rangle$ 方向では $P(\epsilon_i)$ は無視できない大きさとなり、 α に結晶方位依存性が現われることになる。

他方、価電子帯は伝導帯におけるような顕著な異方性がなく、どの結晶軸方向にも似通ったイオン化の閾値状態が存在するため、バリスティックな正孔によるイオン化の確率が結晶方位にほとんど依らず、従って β に結晶方位依存性が現われないことになる。

以上のように、イオン化率の結晶方位依存性に関する実験結果は、バリスティックに走行する電子による衝突イオン化の確率が結晶方位によって異なることから説明されたが、それに対して、シチジョウ (Shichijo) とヘス (Hess)⁴ およびブレナン (Brennan) とヘス⁵ は、イオン化率の理論計算から結晶方位依存性が存在しないことを明らかにした。彼らの計算では、カバッソら²の与えた $\tau \geq 1 \times 10^{-14} \text{ sec}$ という値を用いると、 α の計算値は実験値に比べて大きくなりすぎ、計算値を実験値に一致させるには、 τ の最小値として $2 \sim 3 \times 10^{-15} \text{ sec}$ という小さな値を与える必要がある。このような τ の値は t_b に比べて一桁以上小さいため、 $\langle 100 \rangle$ および $\langle 110 \rangle$

軸方向の $P(\epsilon_i)$ がほとんど 0 となる。そしてこれらの軸と $\langle 111 \rangle$ 軸との間でバンド構造の異方性があつたとしても、バリスティックな電子によるイオン化の確率がどの結晶軸においても実際上 0 となり、イオン化率に結晶方位依存性が生じないことになる。

結局、イオン化率の結晶方位依存性が現われるかどうかは、バリスティックに走行するキャリアに対する散乱がどのような頻度で起こると見做すか、に関わっている。すなわち散乱の頻度が小さければ、バリスティック・キャリアによるイオン化の確率が大きくなり、バンド構造の異方性を反映してイオン化率の結晶方位依存性が生じる。ところが散乱の頻度が十分大きければ、バリスティック・キャリアによるイオン化が妨げられ、結晶方位によるバンド構造の差異の効果が現われず、イオン化率の異方性も生じないことになる。バリスティック・キャリアによるイオン化とそれを妨げる散乱のいずれが優勢であるかは、散乱の頻度を変化させ、イオン化率の結晶方位依存性がこの変化に対してどのように変わるのか、を調べることによって明確に判定される。そして散乱の頻度を変えるには

温度を変化させる方法が効果的である．そこで次節以下では，77 Kから293 Kまでの低温領域で，InPにおけるイオン化率の結晶方位依存性を実験的に明らかにした結果を述べる．

2・3節 イオン化率測定用(100) - および (111) - InPダイオードの作製

結晶軸として $\langle 100 \rangle$ と $\langle 111 \rangle$ の両軸を選び，鏡面の(100)面または(111)面をもつ n^+ -InP基板上に液相エピタキシャル(liquid phase epitaxial, 以下にLPEと記す)成長法によってエピタキシャル層を形成した．基板として，エッチピット(etch pit)密度が 5000 cm^{-2} 以下，キャリア濃度が約 $2 \times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ のサルファ・ドープ(sulphur doped)の基板を用いた．作製したダイオードの断面図を図2・3に示す．イオン化率を求めるためには，ダイオードの表面側と裏面側から光を照射し，これらの光によって発生する光電流を測定する必要がある．この図で基板に掘られた穴は，裏面から照射された光が n -InPに到達するようにするためのものである．そして n -GaInAsP層が設けられているのは，化学エッチング(etching)法で基板を選択的に除去する際に n -InP層をエッチングから保護するためである．

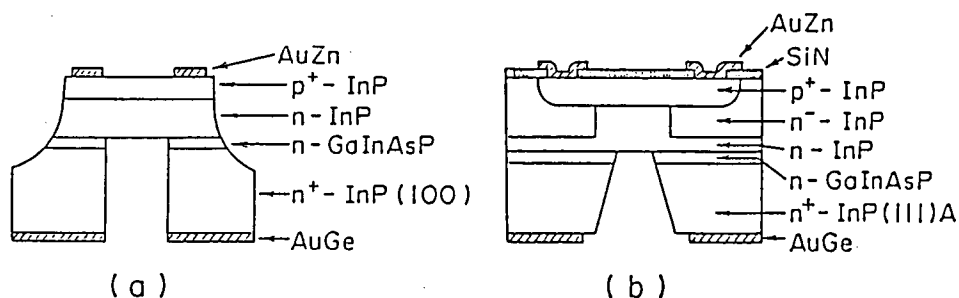
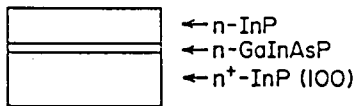


図2・3．イオン化率測定に用いたInPダイオードの素子構造の断面図．

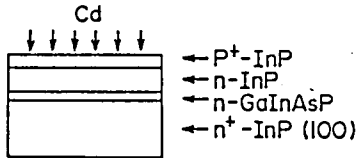
(a) (100) - InPダイオード (b) (111) - InPダイオード

以下にまず，(100) - InPダイオードの作製法を述べる．図2・4(a)にその概略を示す．横型スライド・ボート(slide boat)を用い，成長開始温度 657°C ，温度降下速度 $0.7^\circ\text{C}/\text{min}$ の過冷却法によって， n^+ -InP基板上にアンドープ(undoped)の n -GaInAsPおよび n -InPを成長した．各

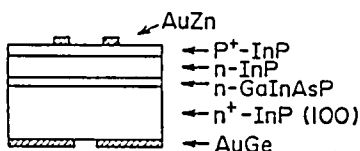
(1) LPE GROWTH



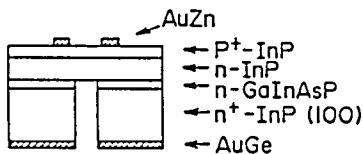
(2) Cd DIFFUSION



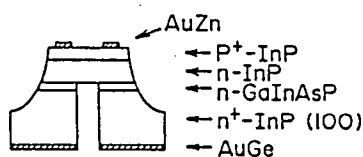
(3) FORMATION OF ELECTRODES



(4) SELECTIVE ETCHING OF n+-InP SUBSTRATE AND n-GaInAsP

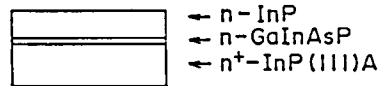


(5) MESA-ETCHING

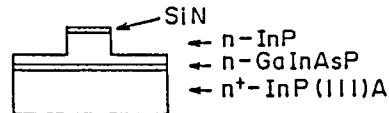


(a)

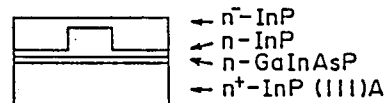
(1) FIRST STEP LPE GROWTH



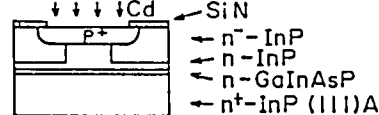
(2) SELECTIVE ETCHING OF n-InP



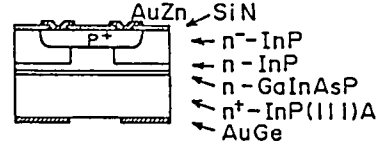
(3) SECOND STEP LPE GROWTH



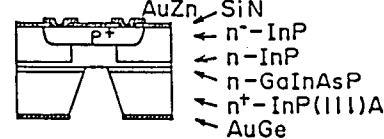
(4) Cd DIFFUSION



(5) FORMATION OF ANTI-REFLECTON COATING AND ELECTRODES



(6) SELECTIVE ETCHING OF n+-InP SUBSTRATE AND n-GaInAsP



(b)

図2・4. InPダイオードの作製工程の概略図.

(a) (100)-InPダイオード (b) (111)-InPダイオード

層の厚みはそれぞれ $1\mu\text{m}$, $3.5\mu\text{m}$ であり, $n\text{-InP}$ のキャリア濃度は $3 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ であった. GaInAsP の禁制帯幅 ϵ_g は 0.92eV で, この値はフォトルミネッセンス (photoluminescence) 測定によるピーク波長 $\lambda_{\text{PL}}(\mu\text{m})$ から $\epsilon_g = 1.24 / \lambda_{\text{PL}}(\text{eV})$ として求めた. GaInAsP と InP との間の格子不整合度は, X線回折測定から 0.05% 以内であることを確かめた. エピタキシャル成

長後、カドミウム (cadmium, 以下にCdと記す) 拡散によって $1.4\ \mu\text{m}$ の深さの p^+ 層を $n\text{-InP}$ 層内に形成した。Cd拡散は拡散ソース (source) として二硫化カドミウム (cadmium diphosphide, 以下に CdP_2 と記す) を用い、封管法により 500°C 、60分の条件で行なった。拡散後、ウェハ (wafer)

表面側にAuZn電極、裏面側にAuGe電極を形成し、次いで基板側を濃塩酸を用いて選択エッチした。塩酸はInPのみをエッチし、GaInAsPはエッチしないという選択性を持っているために、エッチング面がGaInAsP層に達すると、そこで深さ方向のエッチングが停止する。エッチングがこの層に達したことを確認した上で、露出したGaInAsP層を弗酸と硝酸の混合溶液を用いて除去した。この溶液はGaInAsPのみをエッチする選択性を持っている。その後、ウェハ表面を臭素と臭化水素酸と水とが $1:17:34$ の混合比を有する溶液¹⁶を用いてメサ (mesa) ・エッチし、ダイオードを作製した。メサ・エッチはほとんど方向性がみられず、ほぼ円筒状にエッチされた。またメサの斜面はきわめて滑らかであった。ダイオードの直径は $200\ \mu\text{m}$ 、光が照射される領域 (以下に受光部と記す) の直径は $100\ \mu\text{m}$ 、また基板側の選択エッチされた領域の直径は $80\ \mu\text{m}$ とした。

次に $(111)\text{-InP}$ ダイオードの作製法について述べる。図2・4 (b) にその概略を示す。基板としてIII族のIn原子が表面に出る (111) A面をもつ基板を用いた。この面は (100) 面のような良好なメサ・エッチができないため、図2・3 (b) に示すようにプレーナ (planar) 形のダイオードとした。プレーナ形の場合、ダイオードのブレイクダウン (breakdown) 時に、受光部を含む接合中央部でのみアバランシェ降伏が起り接合周辺部での降伏が抑制されるガードリング (guard ring) 構造を作りつける必要がある。そのために、LPEの二回成長法によって受光部下の $n\text{-InP}$ を $n^+\text{-InP}$ で埋め込む方法¹⁷を用いた。すなわち、まず一回目のLPE成長で、成長開始温度 655°C 、温度降下速度 $0.7^\circ\text{C}/\text{min}$ の過冷却法により、 $1\ \mu\text{m}$ 厚の $n\text{-GaInAsP}$ 、 $3.5\ \mu\text{m}$ 厚の $n\text{-InP}$ を成長した。 $n\text{-InP}$ のキャリア濃度は $3 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ であった。GaInAsPの禁制帯幅は 0.92eV で、InPとの格子不整合度は 0.05% 以内であった。この層の成長の後、受光部となる直径 $100\ \mu\text{m}$ の領域をシリコン窒化膜 (silicon nitride film) で被い、それ以外の $n\text{-InP}$ の表面をフェリシアン化カリウム (potassium

ferricyanide) 溶液を用いて $2\mu\text{m}$ 選択エッチした。次にシリコン窒化膜を除去した後、二回目の LPE 成長によって、成長開始温度 655°C 、温度降下速度 $0.7^{\circ}\text{C}/\text{min}$ の過冷却法により $n^{-}\text{-InP}$ を成長した。ウェハ表面の気相エッチを防止するために、この成長直前までウェハ上に他の InP ウェハをかぶせ、表面を保護した。 $n^{-}\text{-InP}$ を成長するに際して、メルトバック (melt back) 法により $n^{-}\text{-InP}$ の表面を約 $0.5\mu\text{m}$ 削り落とした。その理由は、二回目成長までの炉の昇温過程で生じる $n^{-}\text{-InP}$ 表面の熱的損傷層を除去するためである。 $n^{-}\text{-InP}$ のキャリア濃度は $5 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$ であった。この層の低濃度化は、 $n^{-}\text{-InP}$ 成長用の溶液中に微量にドープした Cd によってドナ (donor) 不純物を補償することにより達成した。 $n^{-}\text{-InP}$ 成長後の表面は、受光部となる直径 $100\mu\text{m}$ の領域を含む直径約 $300\mu\text{m}$ の範囲内で完全に平坦であった。受光部領域での $n^{-}\text{-InP}$ の厚みは $1.4\mu\text{m}$ 、その外側の領域での厚みは $3.4\mu\text{m}$ であった。二回目成長後、シリコン窒化膜を拡散マスク (mask) とし CdP_2 を拡散ソースとして、封管法によって 500°C 、70 分の条件で Cd 拡散を行ない、 $1.6\mu\text{m}$ の深さで直径 $200\mu\text{m}$ の p^{+} 層を形成した。この拡散の結果、受光部下での $n^{-}\text{-InP}$ の厚みは $2.9\mu\text{m}$ となった。拡散後、シリコン窒化膜による無反射コーティング (coating) 膜を作成し、表面側に AuZn、裏面側に AuGe の電極を形成した。最後に、濃塩酸および弗酸と硝酸の混合溶液を用いて、基板の $n^{+}\text{-InP}$ および $n\text{-GaInAsP}$ をそれぞれ選択エッチした。このような二回成長法を用いたダイオード構造とすることによって、受光部でのみ選択的にアバランシェ降伏を起こさせるガードリング効果を発揮することができる。というのは、逆バイアス状態での空乏層が受光部においては $n^{-}\text{-InP}$ 層中、周辺部では主に $n^{-}\text{-InP}$ 層中にそれぞれ伸びることにより、受光部の降伏電圧に比べて周辺部の降伏電圧の方が必ず大きくなるからである。

2・4 節 室温および低温でのイオン化率の決定

イオン化率は、ダイオードの表面および裏面から受光部に照射した光によって発生する光電流の増倍率測定から決定した。この方法を用いて信頼性の高いイオン化率を求めるには、次のような条件を満たす必要がある¹⁸⁾。

(1) 逆バイアス状態での電界強度とその分布が正確に決定されていること。イオン化率

は電界強度に強く依存するため、電界値が不正確である場合、イオン化率に大きな誤差が生じる。

(2) 光が照射される受光部領域において均一な増倍が起こっていること。

(3) 表面および裏面から光を照射した時、光励起された電子又は正孔のいずれか一方のみが空乏層に注入されること、すなわち、純粋注入が実現していること。この条件が満たされた場合、後述するように、増倍率とイオン化率との間の関係が非常に簡単になり、イオン化率を求める過程で生じる誤差を小さくできる。

(4) アバランシェ増倍が生じない低バイアス電圧において、量子効率が厳密に決定されていること。

そこでまず、作製した(100)-および(111)-InPダイオードにおいて、これらの条件が満足されているかどうかを吟味した結果を以下に述べる。

条件(1)について、原点がpn接合境界にあり正の方向がダイオードの深さ方向にある、図2・5に示すような座標xをとる。もし接合が完全に急峻であり、空乏層がn-InP層にのみ伸び、なおかつ、この層内でのドナ濃度がxに依らず一定であると仮定すると、ポアソン方程式(Poisson equation)を解いて、空乏領域中の電界強度分布 $E(x)$ および逆バイアス電圧 V_R は次のように表わされる¹⁹。

$$E(x) = \frac{qN}{\epsilon_0 \epsilon_c} (w-x) \quad (2 \cdot 7)$$

$$V_R = \frac{qN}{2\epsilon_0 \epsilon_c} w^2 - V_{Bi} \quad (2 \cdot 8)$$

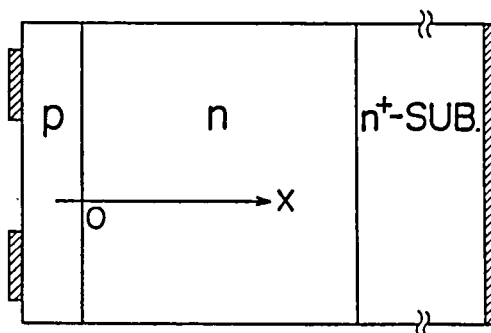


図2・5. 座標xを示す図。

ここで N は n -InP 層のキャリア濃度、 ϵ_0 は真空の誘電率、 ϵ_c は InP の比誘電率、 w は空乏層幅、 V_{Bi} は固有障壁電圧である。従って、ある逆バイアス電圧 V_R に対して、電界分布は

$$E(x) = \frac{qN}{\epsilon_0 \epsilon_c} \left\{ \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_c (V_R + V_{Bi})}{qN}} - x \right\} \quad (2 \cdot 9)$$

という簡単な式で正確に決定される。そこで各ダイオードにおいて、接合が上に仮定したような形態となっているかどうかを調べた。まず (100)-InP ダイオードの場合、メサ形であるので、素子の $C-V$ 測定から接合形態を判定した。図 2・6 は $1/C^2$ (C は接合容量) とバイアス電圧との関係の測定値、図 2・7 は $C-V$ 測定から得られた n -InP 中のキャリア濃度分布を示す。 $d(1/C^2)/dV$ が電圧に依らずほぼ一定であることと、 N が深さ方向にほとんど変化がないことから、上で仮定した接合の状態が実現していることがわかる。なお V_{Bi} の値は、図 2・6 から $1/C^2 = 0$ となる電圧¹⁹として $V_{Bi} = 1.1$ V と与えた。次に (111)-InP ダイオードの場合、プレーナ形であるため、素子の $C-V$ 測定から接合の形態が判定できない。そこで、 n -InP 中に Cd を全面拡散したウェハの直径約 2 mm の領域の表面から深さ方向に約 500 Å のステップ (step) で化学的にエッチしていき、各ステップごとの容量を測定することによって p

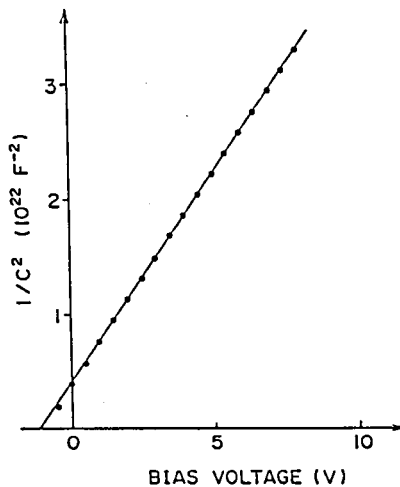


図 2・6. (100)-InP ダイオードにおける $1/C^2$
(C は接合容量) とバイアス電圧の関係の測定値。

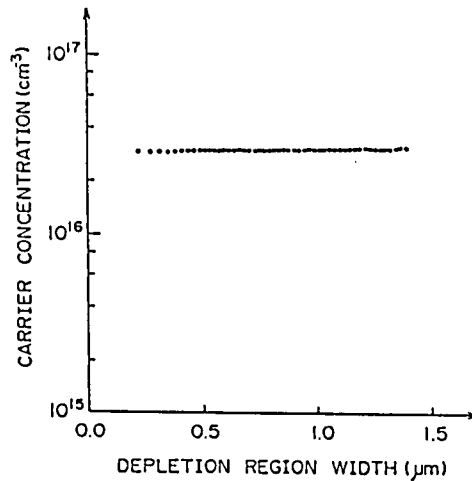


図 2・7. (100) - InP ダイオードに
おける n - InP 中のキャリア濃度分布.

層から n 層に至るキャリア濃度分布を測定した。その結果、p 層は全領域で 10^{18} cm^{-3} 以上の濃度であった。また n 層の濃度は $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ で深さ方向にはほぼ一定であり、接合境界部で n 層濃度が増加する領域の幅は約 $0.1 \mu\text{m}$ であった。このことから (111)

- InP ダイオードにおいても、ほぼ理想的な一方向急峻接合が形成されていることが確認された。

条件 (2) について、増倍率が正確に測定されるためには、受光部での増倍率分布が平坦であることと、接合周辺部での増倍率の増大が防止されていること、が必要である。この点を明らかにするために、波長 $0.83 \mu\text{m}$ の AlGaAs 発光ダイオードから出た光を、径が $10 \sim 20 \mu\text{m}$ となるようにレンズ (lens) で集光し、その光をダイオード面上に二次元的に走査させて、増倍率分布を測定した。図 2・8 は、受光部での増倍率 M が 5 となる逆バイアス電圧を印加した時の両ダイオードの増倍率分布を示す。ここで増倍率は、このバイアス状態での光電流とバイアス電圧 0 V での光電流との比として定義した。これらの図から、両ダイオードとも、受光部で均一な増倍が起こっていることがわかる。また (100) - InP ダイオードは、メサ形でありガードリング効果が無いにもかかわらず良好なメサ・エッチができたためにメサ部での増倍率の増加が見られないこと、そして (111) - InP ダイオードでは受光部で最も増倍率が大きくなっており、ガー

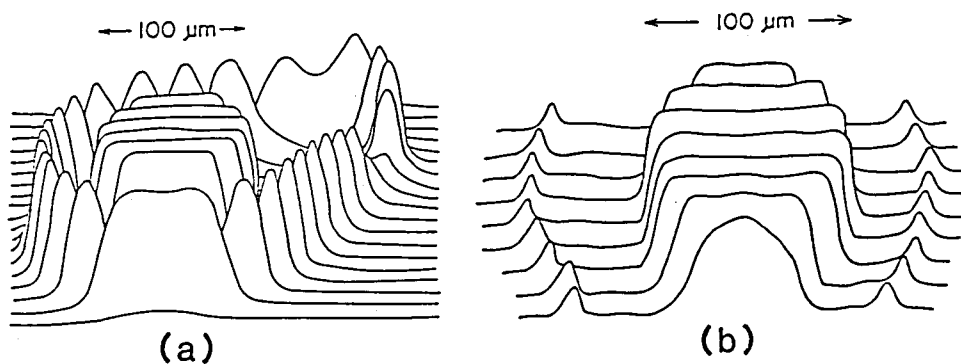


図 2・8．受光部での増倍率が $M = 5$ となるバイアス電圧でのダイオード面内の増倍率分布．(a) (100) - InP ダイオード (b) (111) - InP ダイオード

ドリリング効果が発揮されていることがわかる．なお，ここで用いた増倍率測定系を図 2・9 に示す．周波数 75 Hz でチョップ (chop) した光を逆バイアス電圧をかけた試料に照射し，発生した電流が抵抗 R の両端に作る電位差をロック・イン (lock-in) 増幅器で増幅して測定した．

条件 (3) について，キャリアの純粋注入が実現しているかどうかは，受光部に照射された光によって電子及び正孔がどの領域で励起されるか，を明らかにすることから判定できる．まず表面から波長 λ の光を照射した場合を調べる．この光の InP 中での吸収係数を α_0 とし， p^+ 領域の幅を d_p とすると，この光によって励起される全電子正孔対

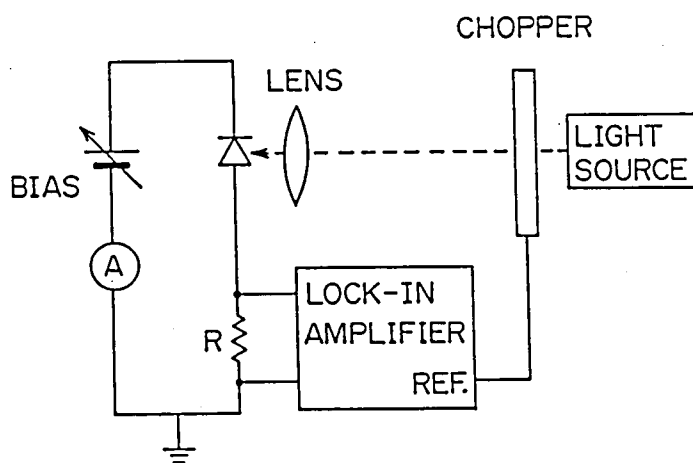


図 2・9．増倍率測定系．

のうち、 p^+ 領域で励起される対の割合は $1 - \exp(-\alpha_0 d_p)$ で与えられる。測定に使用した光源は波長 $0.63 \mu\text{m}$ のヘリウム・ネオン (helium-neon, 以下に He-Ne と記す) レーザ (laser) であり、この光に対する吸収係数は約 $4 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ²⁰ である。また作製した (100) - および (111) - InP ダイオードの d_p はそれぞれ $1.4 \mu\text{m}$, $1.6 \mu\text{m}$ である。従って約 99% 以上の電子正孔対が p^+ 領域で発生し、そのうち正孔は p 側電極に流れ込み、電子は空乏層に注入される。つまりほぼ純粋な電子注入が起こっていることがわかる。次に裏面から光を照射した場合を調べる。この場合も増倍率測定に用いた波長は $0.63 \mu\text{m}$ である。 n -InP の幅を d_n とすると、中性領域の幅は $d_n - w$ となるので、この領域中で励起される電子正孔対の割合は $1 - \exp\{-\alpha_0(d_n - w)\}$ となる。空乏層幅 w は、(2.8) 式のようにバイアス電圧 V_R とともに大きくなる。増倍率測定を行なった V_R の最大値は約 48 V であり、このとき w は約 $1.4 \mu\text{m}$ となる。また (100) - および (111) - InP ダイオードの d_n はそれぞれ $2.1 \mu\text{m}$, $2.9 \mu\text{m}$ である。従って $d_n - w$ が最も小さくなるのは (100) - InP ダイオードにおける $V_R = 48 \text{ V}$ の時で、その値は $0.7 \mu\text{m}$ である。この場合に n -InP の中性領域で励起される電子正孔対の割合は約 94% となる。つまり最低でも 94% の対がこの領域で発生し、そのうち電子は n 側電極に流れ込み、正孔は空乏層に注入される。従ってほぼ純粋な正孔注入が起こっていると言える。以上から、いずれのダイオードでも純粋な電子および正孔注入条件が満たされていることが確かめられた。

条件 (4) について、図 2.10 は室温 (293 K) で測定した (100) - InP ダイオードの光電流 I_p のバイアス電圧依存性を示す。縦軸として 0 バイアス電圧での光電流に対するバイアス電圧 V での光電流の比 $I_p(V) / I_p(0)$ を与えた。実線は表面から波長 $0.63 \mu\text{m}$ の He-Ne レーザ光を照射した場合、破線は同じ光を裏面から照射した場合を示す。低いバイアス電圧の範囲では、アバランシェ増倍が生じず光電流がバイアス電圧依存性を持たないはずであるが、この図の破線はバイアス電圧とともに増大している。このことは裏面照射時のダイオードの量子効率 η がバイアス電圧依存性を持っていることを示している。この η のバイアス電圧依存性は、空乏層幅 w 、従って n -InP の中性領域幅 $d_n - w$ がバイアス電圧によって変わり、この領域内で発生した正孔が拡散して空乏層に達する途中で、再結合によって無くなる割合が変化することから生じる。正

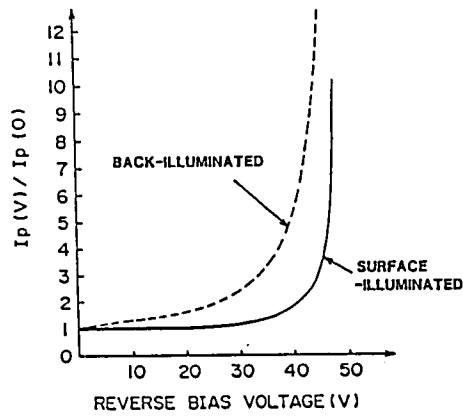


図 2・10. 293 K で測定した (100) - InP ダイオードの
光電流のバイアス依存性。実線および破線はそれぞれ、表面お
よび裏面から波長 0.63 μ m の光を入射した場合を示す。

確な増倍率を全バイアス電圧範囲 $0 \text{ V} \leq V_R \leq 48 \text{ V}$ において決定するためには、この範囲における η を厳密に求める必要がある。その方法を以下に述べる。n-InP の中性領域 ($w < x \leq d_n$) における正孔に対する連続の式は、

$$-\frac{1}{q} \frac{dJ_p(x)}{dx} - G(x) + \frac{\Delta p_n(x)}{\tau_p} = 0 \quad (2 \cdot 10)$$

で与えられる。ここで $J_p(x)$ は正孔電流密度、 $G(x)$ は単位時間、単位体積当たり発生する正孔の数、 $\Delta p_n(x)$ は過剰正孔濃度、 τ_p は正孔の寿命である。 $G(x)$ は

$$G(x) = F(1-R)\alpha_0 \exp\{-\alpha_0(d_n-x)\} \quad (2 \cdot 11)$$

と表わされる。ここで F は入射フォトン (photon) 束密度、 R は n-InP 表面での反射率、 α_0 は波長 0.63 μ m の光の吸収係数である。正孔電流は拡散電流であるから、 $J_p(x)$ は次のように表わされる。

$$J_p(x) = -qD_p \frac{d\Delta p_n(x)}{dx} \quad (2 \cdot 12)$$

ここで D_p は正孔の拡散係数である。(2・10) ~ (2・12) 式を用いると次式が導出される。

$$\frac{d^2 \Delta p_n(x)}{dx^2} - \frac{\Delta p_n(x)}{L_p} = - \frac{F(1-R)\alpha_0 \exp\{-\alpha_0(d_n-x)\}}{D_p} \quad (2 \cdot 13)$$

$L_p \equiv (D_p \tau_p)^{1/2}$ は正孔の拡散長である。n - I n P 表面での表面再結合速度を S_p とすると、境界条件は

$$\left. \begin{aligned} D_p \frac{d\Delta p_n(x)}{dx} \Big|_{x=d_n} &= -S_p \Delta p_n(d_n) \\ \Delta p_n(w) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2 \cdot 14)$$

となり、これらの条件を用いて (2・13) 式を解くと

$$\Delta p_n(x) = \frac{\alpha_0 F(1-R)\tau_p}{\alpha_0^2 L_p^2 - 1} \left[\frac{(A + \alpha_0 L_p) \sinh \frac{x-d_n}{L_p} + \exp\{-\alpha_0(d_n-w)\} \left(A \sinh \frac{d_n-x}{L_p} + \cosh \frac{d_n-x}{L_p} \right)}{A \sinh \frac{d_n-w}{L_p} + \cosh \frac{d_n-w}{L_p}} - \exp\{-\alpha_0(d_n-x)\} \right] \quad (2 \cdot 15)$$

となる。ここで $A \equiv S_p L_p / D_p$ である。(2・15) 式を (2・12) 式に代入し $x = w$ とおくと、空乏層端での正孔電流密度は次のように求まる。

$$J_p(w) = \frac{-qF(1-R)\alpha_0 L_p}{\alpha_0^2 L_p^2 - 1} \left[\frac{A + \alpha_0 L_p - \exp\{-\alpha_0(d_n-w)\} \left(A \cosh \frac{d_n-w}{L_p} + \sinh \frac{d_n-w}{L_p} \right)}{A \sinh \frac{d_n-w}{L_p} + \cosh \frac{d_n-w}{L_p}} - \alpha_0 L_p \exp\{-\alpha_0(d_n-w)\} \right] \quad (2 \cdot 16)$$

アバランシェ増倍が無いとした場合のダイオードの光電流 I_p は、光が照射される面積をこの $J_p(w)$ に乗じた値に等しい。また I_p はダイオードの量子効率 η に比例する。従って、0 バイアス電圧での量子効率で規格化した量子効率のバイアス電圧依存性 $\eta(V) / \eta(0)$ は

$$\frac{\eta(V)}{\eta(0)} = \frac{J_p\{w(V)\}}{J_p\{w(0)\}} \quad (2 \cdot 17)$$

と表わすことができ、この式と (2・16) 式とから $\eta(V)$ が計算される。 $\eta(V) / \eta(0)$ を求めるためには、(2・16) 式右辺の [] 内に含まれるパラメータ (parameter) L_p 、 S_p 及び D_p の値を決定しなければならない。 D_p の値は正孔移動度を $\mu_p = 150 \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{sec}^{21}$ とし、これとアインシュタイン (Einstein

stein) の関係 $D_p = k T \mu_p / q$ (k はボルツマン定数, T は絶対温度) から $D_p = 4 \text{ cm}^2 / \text{sec}$ と与えた。残る二つのパラメータ L_p と S_p は, $\eta(V) / \eta(0)$ の計算値が, アバランシェ増倍が起こっていないと考えられる $0 \text{ V} \leq V_R \leq 10 \text{ V}$ のバイアス電圧の範囲における光電流の測定値 $I_p(V) / I_p(0)$ に最も一致するように決定した。図 2・11 に計算値と実験値との比較の一例を示す。この図で実線は測定値であり、破線は L_p を $12 \mu\text{m}$ とし, S_p を $1 \times 10^4 \text{ cm/sec}$ から $4 \times 10^5 \text{ cm/sec}$ まで変えた時の計算値である。 $S_p = 6 \times 10^4 \text{ cm/sec}$ とした場合に計算値が測定値に最も良く一致することがわかる。もし L_p として異なる値を仮定すると, 計算値を実験値に一致させるためには異なる S_p の値を与える必要がある。図 2・12 は, このようにして L_p を変化させた時の S_p の値を示す。従来 L_p として $1.5 \sim 2.0 \mu\text{m}$ という実験値^{22,23} が報告されてきたが, それに対してディアディウク (Diadiuk) ら²⁴ は, L_p の測定において表面再結合の影響が不可避免に入るため L_p の値が見掛け上小さく見えているのであって, 光電流のバイアス電圧依存性を説明するには, $L_p = 12 \mu\text{m}$ という大きな値を仮定する必要があることを指摘した。そこで著者は, L_p として $1.5 \sim 2.0 \mu\text{m}$ と $12 \mu\text{m}$ のどちらが妥当であることを明らかにするために, 裏面から入射する光の波長を $0.905 \mu\text{m}$ に変え, この時の $I_p(V) / I_p(0)$ の測定値を $\eta(V) /$

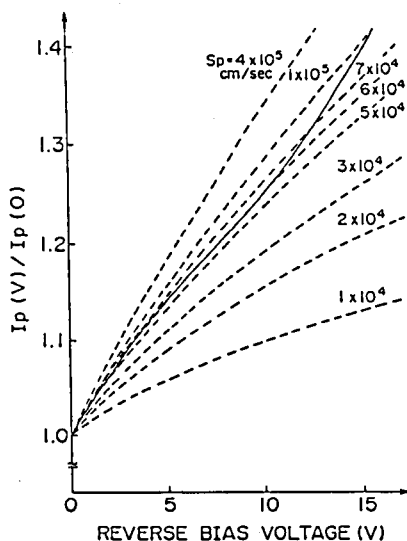


図 2・11. 光電流のバイアス依存性に関する実験値 (実線) と計算値 (破線) との比較。(波長 $0.63 \mu\text{m}$)

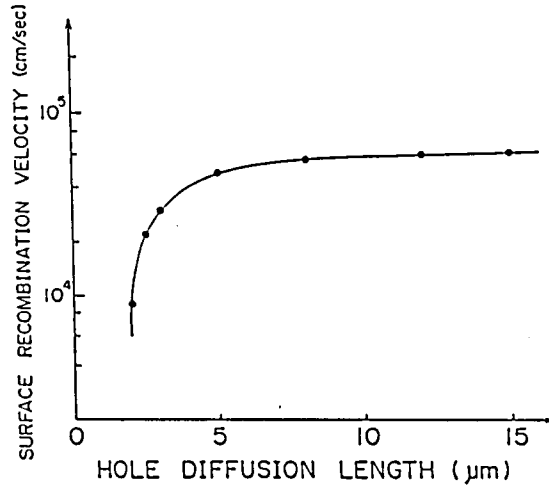


図2・12．光電流のバイアス電圧依存性の実験値に計算値が最も良く一致する，正孔の表面再結合速度と拡散長の関係．

$\eta(0)$ の計算値と比較した．なおこの波長は白色光を分光器を通して選択した． $\lambda = 0.905 \mu\text{m}$ は InP の基礎吸収端に近く，その吸収係数 α'_0 は約 $1 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ²⁰ という比較的小さい値を持っているため，光は $n\text{-InP}$ の中性領域で吸収されるだけでなく， $0 \text{ V} \leq V_R \leq 10 \text{ V}$ の範囲において16%から26%の光が空乏層内でも吸収される．従って，正孔電流密度として，(2・16)式で与えた拡散電流成分 $J_p(w)$ だけでなく，次式で示すドリフト (d r i f t) 電流成分 $J_d(w)$ をも考慮する必要がある．

$$J_d(w) = q \int_0^w G(x) dx = qF(1-R) \exp(-\alpha'_0 d_n) \{ \exp(\alpha'_0 w) - 1 \} \quad (2 \cdot 18)$$

そして(2・17)式の代わりに

$$\frac{\eta(V)}{\eta(0)} = \frac{J_p\{w(V)\} + J_d\{w(V)\}}{J_p\{w(0)\} + J_d\{w(0)\}} \quad (2 \cdot 19)$$

を計算しなければならない． $\eta(V) / \eta(0)$ の計算では， $L_p = 12 \mu\text{m}$; $S_p = 6 \times 10^4 \text{ cm/sec}$ と $L_p = 2 \mu\text{m}$; $S_p = 9 \times 10^3 \text{ cm/sec}$ という L_p と S_p との二つの組を与えた．これらの値は波長 $0.63 \mu\text{m}$ における計算値と測定値との比較によって決定された値である．図2・13に $\lambda = 0.905 \mu\text{m}$ での計算値と測定値との比較を示すが， $L_p = 12 \mu\text{m}$; $S_p = 6 \times 10^4 \text{ cm/sec}$ の組の方がはるかに測定

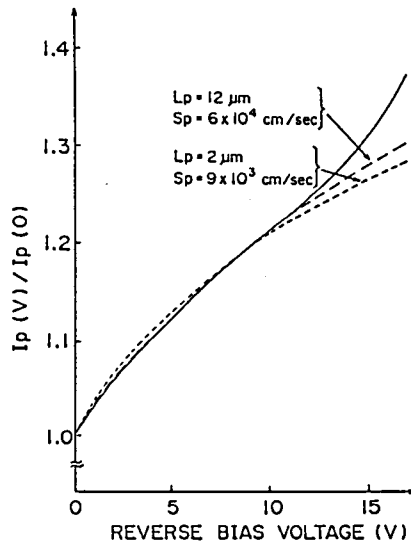


図 2・13. 波長 $0.905 \mu\text{m}$ の光に対する光電流のバイアス

電圧依存性の実験値（実線）と計算値（破線）との比較。

値と良く一致している。この結果は、ディアディウクラ²⁴が報告した L_p の値が妥当であることを強く支持している。そこで $L_p ; S_p$ として $L_p = 12 \mu\text{m} ; S_p = 6 \times 10^4 \text{ cm/sec}$ の値を用いて、 $0 \text{ V} \leq V_R \leq 48 \text{ V}$ の全バイアス電圧範囲における $\eta(V) / \eta(0)$ を計算した。こうして計算した量子効率のバイアス電圧依存性と図 2・10 に示した光電流のバイアス電圧依存性の測定値から、量子効率がバイアス電圧に依らず一定であるとした時の光電流のバイアス電圧依存性を決定することができる。そしてこの $I_p(V) / I_p(0)$ は、純粋にアバランシェ増倍による光電流のバイアス電圧に対する変化を示すので、これは増倍率のバイアス電圧依存性 $M(V)$ そのものとなる。こうして $T = 293 \text{ K}$ での $(100) - \text{InP}$ ダイオードの電子注入および正孔注入条件に対する増倍率 $M_n(V)$, $M_p(V)$ が図 2・14 のように求まる。以上に示した手続きを、 $(111) - \text{InP}$ ダイオードにおいても、また他の温度に対しても行なった。図 2・15 は、こうして求めた $(100) -$ および $(111) - \text{InP}$ ダイオードの $T = 77 \text{ K}$, 153 K , 223 K , 293 K での $M_n(V)$, $M_p(V)$ を示す。なお低温での測定は、外部から光を入射するための窓を備えたクライオスタット (cryostat) の中に試料を取りつけて行なった。また、試料の上部に作られた容器内に液体窒素を流し込むことによって試料を冷却し、この容器内に送り込む窒素ガス (gas) の流量を変えることによって温度を調

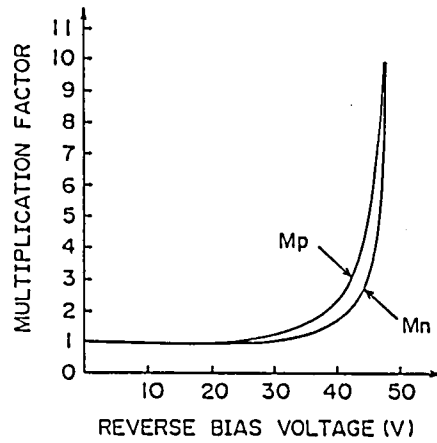


図 2・14. 293 Kにおける(100)-InPダイオードの電子注入条件および正孔注入条件での増倍率 M_n 、 M_p のバイアス電圧依存性。

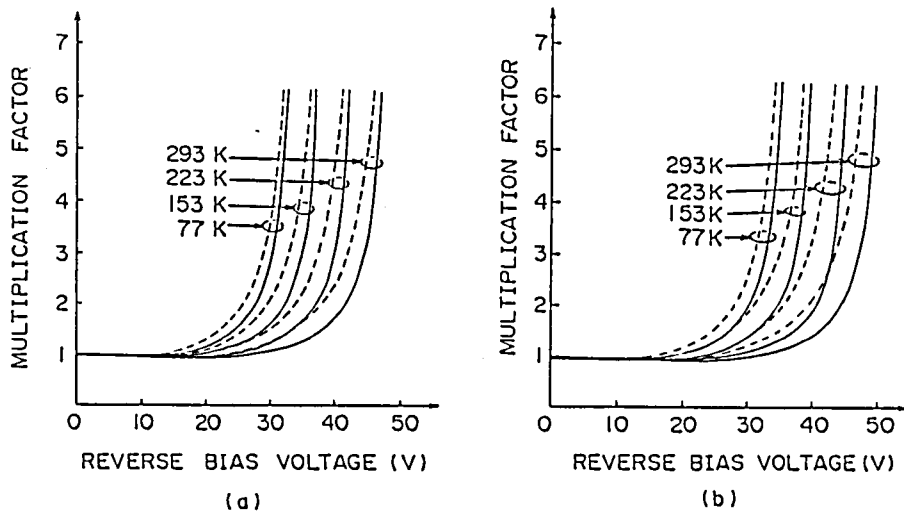


図 2・15. 77 K, 153 K, 223 K, 293 Kでの増倍率のバイアス電圧依存性。実線および破線はそれぞれ, M_n , M_p を表わす。

(a) (100)-InPダイオード (b) (111)-InPダイオード

節した。測定の精度を保つために、測定中の温度のふらつきを $\pm 1^\circ\text{C}$ 以内に抑えた。そして試料の表面に霜がつくのを防ぐため、クライオスタットの外壁と試料を取りつけてある内壁の間の空間の圧力が $1 \times 10^{-6} \text{ torr}$ 以下となるようにした。

このようにして(1)～(4)のすべての条件が満足されたので、イオン化率 α 、

β を $M_n(V)$, $M_p(V)$ の実験値から次のように決定した。純粋な電子注入および正孔注入条件が満足される場合、 M_n , M_p と α , β との間には次式のような関係が成り立つ²⁵。

$$M_n = \frac{1}{1 - \int_0^w \alpha \exp \left\{ - \int_0^x (\alpha - \beta) dx' \right\} dx} \quad (2 \cdot 20)$$

$$M_p = \frac{\exp \left\{ - \int_0^x (\alpha - \beta) dx \right\}}{1 - \int_0^w \alpha \exp \left\{ - \int_0^x (\alpha - \beta) dx' \right\} dx} \quad (2 \cdot 21)$$

接合が一方急峻接合である場合には、(2・20), (2・21)式は α , β について解析的に解くことができ、

$$\beta(E_m) = E_m \frac{1}{M_n(V)M_p(V)} \frac{dM_p(V)}{dV} \quad (2 \cdot 22)$$

$$\alpha(E_m) = \beta(E_m) + E_m \left\{ \frac{1}{M_n(V)} \frac{dM_n(V)}{dV} - \frac{1}{M_p(V)} \frac{dM_p(V)}{dV} \right\} \quad (2 \cdot 23)$$

と表わされる²⁶。ここで E_m は最大電界強度であり、 $E_m = \{2qN(V_R + V_{Bi}) / (\epsilon_0 \epsilon_c)\}^{1/2}$ で与えられる。従って上の二式と $M_n(V)$, $M_p(V)$ の値から α , β が E_m の関数として求めることができる。このようにして決定した α , β と電界の逆数の関係を図2・16に示す。なおこの図の $T = 293\text{ K}$ での α , β の値は、これまでに報告されている実験値^{10,11,27}と約20%以内の差異しかなく、このことから、ここで決定された α , β は妥当な値であると考えられる。

2・5節 実験結果についての考察

図2・16において、イオン化率が温度低下に伴って増大しているが、これはフォノンによるキャリアの散乱の頻度が減少することにより衝突イオン化が起こりやすくなるためである。このイオン化率の増大は、図2・15に見られるダイオードの降伏電圧の減少にも現われている。つまり、低温化とともにイオン化率が増大するために、より低い印加電界でアバランシェ降伏が起こり、従って、降伏電圧が小さくなる。

77 Kから293 Kまでの低温領域において、 $\langle 100 \rangle$ 方位および $\langle 111 \rangle$ 方

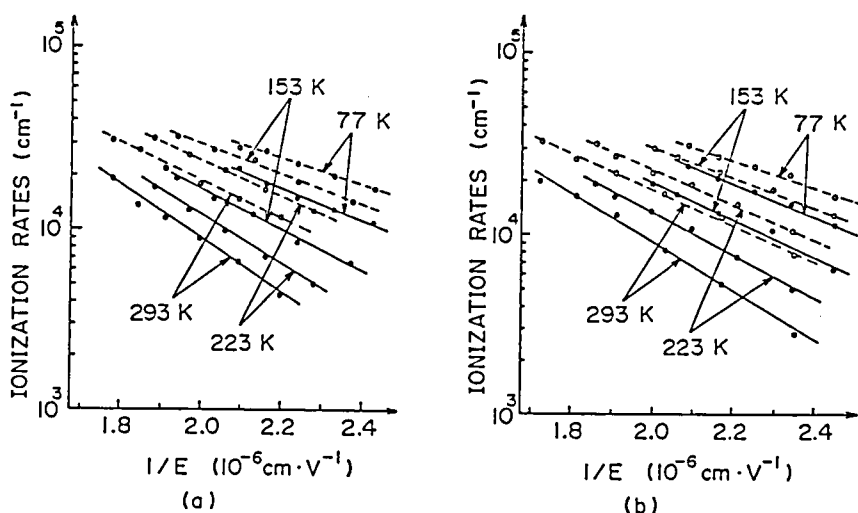


図 2・16. 77 K, 153 K, 223 K, 293 Kでの電子（実線）

および正孔（破線）のイオン化率と電界の逆数の関係。

(a) <100> 軸 (b) <111> 軸

位の間のイオン化率の差異を明瞭にするために、図 2・16 に示した実験結果を、 α , β それぞれについて、両結晶方位の間のイオン化率の比較として示すと、図 2・17 のようになる。この図から α , β とも、測定した全温度範囲においてその差は約 5 % 以内であり、しかも温度低下に対して差がほとんど変化していないことがわかる。 β に関しては、2・2 節に示したように、もしバリスティックな正孔がイオン化に大きく寄与しているとしても、その結晶方位依存性は明確に現われない。従って、この図で β に結晶方位依存性が見られないことから、バリスティックな正孔がイオン化にどの程度の寄与をしているかを明らかにすることができない。ところが α が低温領域において結晶方位依存性を持たないことは、バリスティックな電子のイオン化への寄与が実際上無視できる程小さいことを明確に示している。というのは、もし室温において、わずかでも <100> 軸方向に走行するバリスティックな電子によるイオン化の確率が存在するとすれば、低温化とともにバリスティックな走行を妨げる散乱の頻度が小さくなるため、この確率は増大し、<100> 方位と <111> 方位との間の α の差異が大きくなるはずであるが、実験値はそういう結果を示していないからである。このことは、77 K から 293 K までの全温度範囲におい

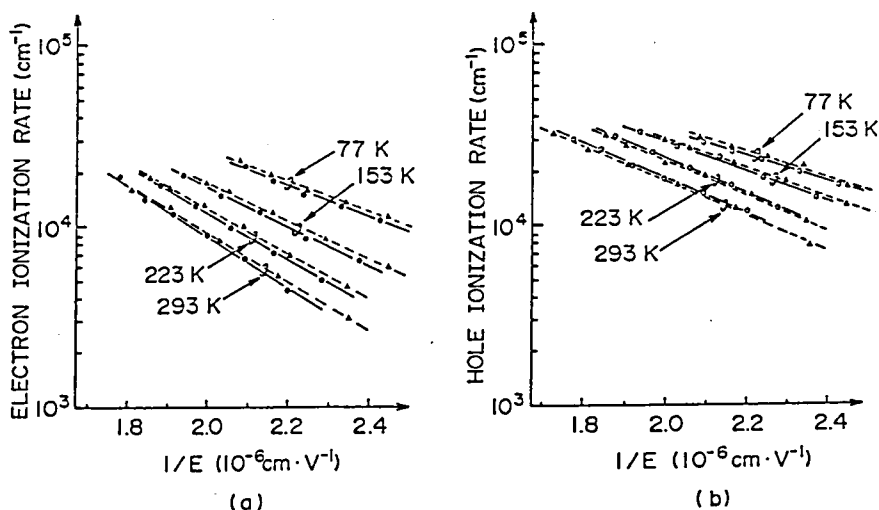


図2・17. 77 K, 153 K, 223 K, 293 Kでの<100>軸方向（破線）および<111>軸方向（実線）のイオン化率と電界の逆数の関係. (a) 電子のイオン化率 (b) 正孔のイオン化率

て、バリスティックな電子のイオン化の可能性を打ち消す程の頻繁な散乱が電子に作用しており、衝突イオン化過程において散乱が支配的な要因であることを明らかにしている。

2・6節 結言

第2章で議論したInPにおけるイオン化率と結晶方位の関係に関する結果をまとめると、次の様に示される。

(1) InPにおいて結晶方位依存性の有無を明確に示すために、<100>、<111>

両結晶方位におけるイオン化率を、77 Kから293 Kまでの低温領域において実験的に求めた。そしてこの温度範囲において、両結晶方位の間でイオン化率にはほとんど差異が見られないことを明らかにした。

(2) バリスティックに走行するキャリアが衝突イオン化に重要な寄与をしているとすれば、温度低下とともにフォノンの散乱確率が減少し、バリスティック・キャリアによるイオン化の確率が増大するため、イオン化率の結晶方位依存性が強くなるはずであるが、測定した低温領域において結晶方位依存性が現われないことから、バリスティック・キャリアのイオン化への寄与が実際上無視できる程小さく、衝突イオ

ン化の過程にあるキャリアに対して散乱が支配的な影響を及ぼしていると考えられることを指摘した。

参考文献

1. T.P.Pearsall, F.Capasso, R.E.Nahory, M.A.Pollack, and J.R. Cherikowsky, "The band structure dependence of impact ionization by hot carriers in semiconductors: GaAs", Solid-State Electron., vol.21, pp.297-302, 1978.
2. F.Capasso, R.E.Nahory, and M.A.Pollack, "Hot electron dynamics in GaAs avalanche devices: Competition between ballistic behavior and intervalley scattering", Solid-State Electron., vol.22, pp.977-979, 1979.
3. F.Capasso and G.B.Bachelet, "Ballistic electron impact ionization in GaAs and InP avalanche devices", Technical Digest of IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM), 1980, pp.633-636.
4. H.Shichijo and K.Hess, "Band-structure-dependent transport and impact ionization in GaAs", Phys. Rev. B, vol.23, pp.4197-4207, 1981.
5. K.Brennan and K.Hess, "High field transport in GaAs, InP and InAs", Solid-State Electron., vol.27, pp.347-357, 1984.
6. R.J.McIntyre, "Multiplication Noise in Uniform Avalanche Diodes", IEEE Trans. Electron Dev., vol.ED-13, pp.164-168, 1966.
7. R.B.Emmons, "Avalanche-photodiode frequency response", J. Appl. Phys., vol.38, pp.3705-3714, 1967.
8. I.M.Naqvi, "Effects of time dependence of multiplication process on avalanche noise", Solid-State Electron., vol.16, pp.19-28, 1973.
9. T.Mikawa, S.Kagawa, T.Kaneda, Y.Toyama, and O.Mikami, "Crystal orientation dependence of ionization rates in germanium", Appl. Phys. Lett., vol.37, pp.387-389, 1980.

10. C.A.Armiento and S.H.Groves, "Impact ionization in (100)-, (110)-, and (111)-InP avalanche photodiodes", Appl. Phys. Lett., vol. 43, pp.198-200, 1983.
11. N.Tabatabaie, V.M.Robbins, N.Pan, and G.E.Stillman, "Impact ionization coefficients in (111)InP", Appl. Phys. Lett., vol.46, pp.182-184, 1985.
12. W.Shockley, "Problems related to p-n junctions in silicon", Solid-State Electron., vol.2, pp.35-67, 1961.
13. C.L.Anderson and C.R.Crowell, "Threshold energies for electron-hole pair production by impact ionization in semiconductors", Phys. Rev. B, vol.5, pp.2267-2272, 1972.
14. T.P.Pearsall, "Threshold energies for impact ionization by electrons and holes in InP", Appl. Phys. Lett., vol.35, pp.168-170, 1979.
15. E.M.Conwell, Solid State Physics, New York: Academic Press, 1967, Suppl.9, chap.III.
16. D.M.Brookbanks, I.Griffith, and P.M.White, "Integral heat sink contacts for CW indium phosphide transferred electron oscillators and amplifiers", Inst. of Phys. Conf. Ser., no.22, London and Bristol, 1974, pp.116-122.
17. Y.Kishi, K.Yasuda, S.Yamazaki, K.Nakajima, and I.Umebu, "Liquid-phase-epitaxial growth of InP/InGaAsP/InGaAs buried-structure avalanche photodiodes", Electron. Lett., vol.20, pp.165-167, 1984.
18. A.G.Chynoweth, in "Semiconductors and Semimetals", R.K. Willardson and A.C.Beer, eds., vol.4, Academic Press, New York, 1968, chap.4.
19. S.M.Sze, Physics of Semiconductor Devices, John Wiley & Sons, New York, Chap.3.

20. H.H.Wieder, A.R.Clawson, and G.E.Williams, " $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ heterojunction photodiodes", Appl. Phys. Lett., vol.31, pp.468-470, 1977.
21. D.N.Nasledov, Yu.G.Popov, N.V.Siukaev, and S.P.Strarosel'tseva, "Electrical properties of p-type InP at low temperatures", Soviet Phys. Semiconductors, vol.3, pp.387-389, 1969.
22. I.Umebu, A.N.M.N.Choldhury, and P.N.Robson, "Ionization coefficients measured in abrupt InP junctions", Appl. Phys. Lett., vol.36, pp.302-303, 1980.
23. S.Li, "Determination of minority carrier diffusion length in indium phosphide by surface photovoltage measurement", Appl. Phys. Lett., vol.29, pp.126-127, 1976.
24. V.Didiuk, S.H.Groves, C.A.Armiento, and C.E.Hurwitz, "Diffusion length of holes in InP", Appl. Phys. Lett., vol.42, pp.892-894, 1983.
25. C.A.Lee, R.A.Logan, R.L.Batdorf, J.J.Kleimack, and W.W.Wiegmann, "Ionization rates of holes and electrons in silicon", Phys. Rev., vol.134, pp.A761-A773, 1964.
26. H.D.Law and C.A.Lee, "Interband scattering effects on secondary ionization coefficients in GaAs", Solid-State Electron., vol.21, pp.331-340, 1978.
27. L.W.Cook, G.E.Bulman, and G.E.Stillman, "Ionization coefficient determination in InP by analysis of avalanche multiplication and noise measurements", Inst. of Conf. Ser., vol.63, London, 1981, pp.281-286.

第3章 $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 半導体における

イオン化率の組成比依存性および温度依存性

3・1節 緒言

InP と格子整合する $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 半導体は、その全組成範囲にわたって良質の結晶を形成することができ¹⁻⁴、また波長帯域 $1.0 \sim 1.6 \mu\text{m}$ の光に対して大きな感度を有する^{5,8}。この混晶半導体におけるイオン化率 α 、 β の詳細な知識を得ることは、以下の理由で重要である。まず第一に、 $1 \mu\text{m}$ 帯光通信用の最も高性能な受光素子として開発されてきた $\text{InP}/\text{GaInAs(P)}$ APDにおいて GaInAsP は必須の構成要素であり、そのイオン化率の正確な値を知ることはこのAPDの低雑音化・高感度化を達成するために欠くことができない。第二に、超格子APD^{7,8}や傾斜バンドギャップAPD⁹、階段型APD¹⁰等の、空間的に変化するバンド構造を用いてイオン化率比を増大させようとするAPDにおいて、連続的にバンド構造を変えることのできる混晶半導体は不可欠の構成材料であり、従って混晶半導体におけるイオン化率についての正確な知識を持つことは、これらのAPDのイオン化率比を設計する上での必要条件である。そして GaInAsP 半導体では、組成比によって基礎的な物理定数が大幅に変化することが知られており^{4,11}、その α 、 β の組成比依存性を明らかにすることは、混晶半導体におけるイオン化率を深く理解する上で極めて有益である。

従来、 $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ における α 、 β の値は離散的な組成比に対して報告されているのみで¹²⁻¹⁵、 α 、 β の組成比依存性は不明であった。そこで、本章ではまず、四種類の組成比をもつ GaInAsP ダイオードにおける増倍率測定から α 、 β を実験的に決定する方法を述べた。次に、第2章に示した InP における α 、 β を含め、全組成範囲にわたる α 、 β の組成比依存性を明らかにし、この組成比依存性が、従来のイオン化率に対する理論的な扱いでは説明できないことを示した。最後に、この混晶半導体中の衝突イオン化過程にあるキャリアに作用する散乱機構についてより詳しく調べるために、 77K から 293K までの低温領域における α 、 β の温度依存性を明らかにした。なお、本章で用いた結晶方位はすべて $\langle 100 \rangle$ 方位である。

3・2節 イオン化率測定用 $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ ダイオードの作製

$\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ の As 組成比 y が 0.28, 0.39, 0.70, 1 である四種類のダイオードを作製した。なお, In 組成比 x と y との間には $x = -0.47y + 1$ の関係がある。これらの組成比は禁制帯幅になおすと, それぞれ 1.18 eV, 1.11 eV, 0.92 eV, 0.75 eV に相当する。以下では, これらのダイオードをダイオード I ~ IV とする。ダイオード I ~ III の素子構造は図 3・1 (a) に示すタイプ (type) A とし, ダイオード IV の素子構造は図 3・1 (b) に示すタイプ B とした。これらのダイオードのデバイス (device) 定数を表 3・1 に示す。ダイオ

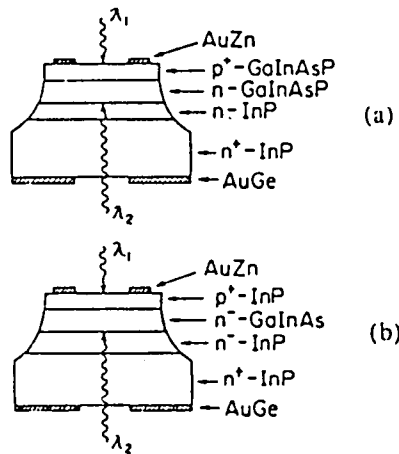


図 3・1. $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ ダイオードの構造図。

(a) タイプ A (b) タイプ B

表 3・1. $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ ダイオードのデバイス定数。

	DIODE I GaInAsP DIODE ($y=0.28$)	DIODE II GaInAsP DIODE ($y=0.39$)	DIODE III GaInAsP DIODE ($y=0.70$)	DIODE IV GaInAs DIODE ($y=1$)
DIODE STRUCTURE	TYPE A	TYPE A	TYPE A	TYPE B
n TYPE ACTIVE LAYER THICKNESS	$3.0\mu\text{m}$	$1.7\mu\text{m}$	$1.7\mu\text{m}$	$2.3\mu\text{m}$
n TYPE ACTIVE LAYER CARRIER CONCENTRATION	$1.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$1.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$2.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$1.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
n-InP BUFFER LAYER THICKNESS	$6.0\mu\text{m}$	$4.8\mu\text{m}$	$5.0\mu\text{m}$	$4.8\mu\text{m}$
n-InP BUFFER LAYER CARRIER CONCENTRATION	$1.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$1.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$2.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$5.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

ードI～IIIを構成するエピタキシャル層は、成長開始温度655°C、温度降下速度0.7°C/minの過冷却法による液相エピタキシャル成長法を用いて作製した。キャリア濃度が約 $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ であるサルファ・ドープの n^+ -InP基板上に、アンドープの n -InPバッファ（buffer）層および n -GaInAsP層を成長した。GaInAsPとInPとの格子不整合度は、X線回折測定から0.05%以内であることを確認した。エピタキシャル成長後、Cd拡散により1.3～1.5 μm の深さの p^+ 層を n -GaInAsP層中に形成した。Cd拡散は拡散ソースとして CdP_2 を用い、封管法により500°C、60分の条件で行なった。拡散後、ウエハ表面側にAuZn電極、裏面側にAuGe電極を形成し、次いでウエハ表面を、臭素と臭化水素酸と水とが1:17:34の混合比を有する溶液を用いてメサ・エッチし、ダイオードを作製した。ダイオードの直径は200 μm 、受光部の直径は100 μm とした。また裏面側から照射した光が n -GaInAsP層で吸収されるようにするために、直径80 μm の領域のAuGe電極を除去した。ダイオードIVを構成するエピタキシャル層は、図3・2に示す塩化物系気相エピタキシャル成長法¹⁶を用いて作製した。その理由は、このダイオードの活性領域である n -Ga_{0.47}In_{0.53}Asの禁制帯幅が0.75 eVと狭いため、高電界でトンネル電流¹⁷⁻²¹が発生しやすいが、この電流を低く抑えるのに必要な十分低い n 濃度がこの成長法によって容易に達成できるからである。なおこの成長法では、反応系を二つの領域に分け、GaInAsの成長時に上の領域に基板を置き、InPの成長時に基板を下の領域に移動するようにした。エピタキシャル成長後、Cd拡散によって、pn接合面

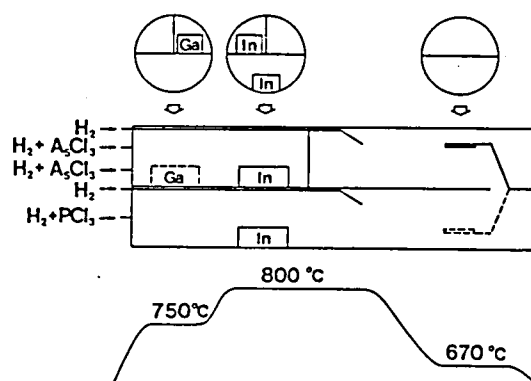


図3・2．塩化物系気相成長法の反応系の模式図と温度分布．最上段の図は、各矢印の場所で石英管の断面方向から見た状態を示す。

が表面側の InP/GaInAs 界面に一致するように p^+ 領域を形成した。その後のダイオード作製工程はダイオード I ~ III の場合と同じである。

3・3 節 イオン化率の組成比依存性および温度依存性の測定

本節では、全組成範囲にわたる α , β の組成比依存性、および 77 K から 293 K までの低温領域での α , β の温度依存性を実験的に求め、混晶中の衝突イオン化過程にあるキャリアに作用する散乱機構について考察した。

3・3・1. イオン化率の決定法

イオン化率 α , β は、第 2 章で述べた InP ダイオードの場合と同様、素子表面および裏面から受光部に照射した光による光電流の増倍率を測定して求めた。そこでまず、信頼性の高いイオン化率を求めるために必要な、2・4 節に述べた条件 (1) ~ (4) について吟味した。条件 (1) については、作製したダイオードはすべてメサ型であるので、ダイオードの $C-V$ 測定から pn 接合の形態を判定した。その結果、いずれのダイオードも $1/C^2$ (C は接合容量) はバイアス電圧に比例し、空乏層が伸びる活性領域中ではドナ濃度はほとんど一定であった。このことから接合はほぼ一方向急峻階段接合であり、空乏層中の電界分布は (2・9) 式のように表わされることがわかった。次に条件 (2) については、ダイオード表面の二次元増倍率分布から、受光部で増倍率はほぼ均一であり、またメサ部での増倍率の増大が見られず、この条件は満足されていることを確認した。更に条件 (3) について、表面照射の場合の光の波長は、すべてのダイオードに対して $0.83 \mu\text{m}$ を用いた。表面の p^+ 領域の厚みは $1.3 \sim 1.5 \mu\text{m}$ であり、 GaInAsP 中のこの光の吸収係数は $4 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ 以上^{5,6} である。従って 99% 以上の光が p^+ 領域で吸収され、電子注入はほぼ純粋であると言える。ところが裏面照射の場合、正孔注入は純粋でないことが以下の考察から明らかとなる。まずダイオード I ~ III についてみると、各ダイオードの $n\text{-GaInAsP}$ 層厚は各々 $3.0 \mu\text{m}$, $1.7 \mu\text{m}$, $1.7 \mu\text{m}$ であり、用いた波長はそれぞれ $0.97 \mu\text{m}$, $0.97 \mu\text{m}$, $1.15 \mu\text{m}$ である。これらの光の吸収係数は各 GaInAsP 結晶中において、 $1.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ⁶ (ダイオード I), $2.0 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ⁵ (ダイオード II), $2.0 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ⁵ (ダイオード III) と与えられる。測定に用いた最大のバイアス電圧における空乏層幅は、

ダイオード I ~ III について、各々 $3.5 \mu\text{m}$, $2.1 \mu\text{m}$, $1.6 \mu\text{m}$ となるので、裏面から照射された光のうちダイオード I と II では 100% 、ダイオード III では約 82% の光が n-GaInAsP の空乏領域中で吸収される。従って純粋な正孔注入は実現されず、混合注入となる。但しこの場合、 p^+ 領域で吸収される光は 3% 以下であるので、 p^+ 領域で励起された電子によるアバランシェ増倍は無視できる。このように純粋な正孔注入が実現されないため、増倍率の測定結果から (2.22) 式および (2.23) 式に示したような解析的な方法で α , β を求めることができない。そこでそれに変わる方法として、後述するような数値計算によって α , β を決定した。次にダイオード IV についてみると、活性領域である $\text{n}^- - \text{GaInAs}$ 層の濃度が $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ と非常に低く、小さいバイアス電圧においてすでに空乏層がこの層全体に伸びるために、やはり純粋な正孔注入が実現されない。しかしこの場合、 n^- 層の濃度が十分低いことから、アバランシェ領域である $\text{n}^- - \text{GaInAs}$ において電界強度は一定であると近似し、後で述べる様な方法によって α , β を決定した。最後に条件 (4) について、図 3.3 は、各ダイオードにおいて、表面照射および裏面照射時の 0 バイアス電圧での光電流で規格化した光電流のバイアス電圧依存性の測定値を示す。ここで実線は表面照射時、破線は裏面照射時の値を示す。この図から、すべてのダイオードにおいて低バイアス電圧範囲で光電流はバイアス電圧に依らず一定であり、量子効率にバイアス電圧依存性が無いことがわかる。従って、これらのダイオードでは条件 (4) は満たされており、図 3.3 はアバランシェ増倍による光電流の増大、すなわち増倍率そのものを表わす。

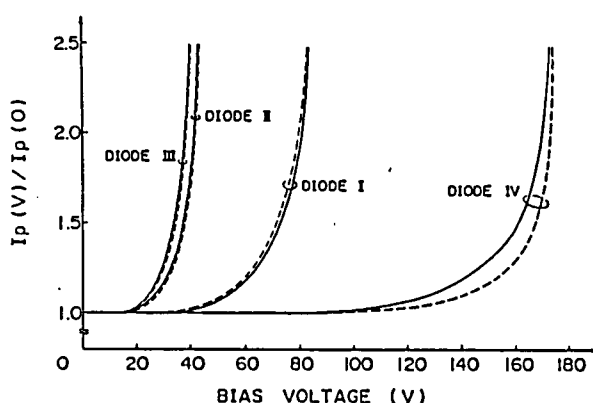


図 3.3. ダイオード I ~ IV における光電流のバイアス依存性。

実線は表面照射光，破線は裏面照射光に対する値。

次に、ダイオード I ~ I I I 及びダイオード I V に対して、 α 、 β を決定した方法について述べる。以下では、図 3・3 に示した表面照射時の増倍率を M_n 、裏面照射時の増倍率を M_p と表わす。

(1) ダイオード I ~ I I I における決定法

これらのダイオードにおいては、以下に示す様な手順による数値計算を用いて α 、 β を決定した。なお、図 2・5 に示したのと同様に、原点が p n 接合の境界にあり、正の方向がダイオードの深さ方向となるように座標 x をとる。

(a) n 種類の空乏層幅 w_i ($i = 1, \dots, n$) を選ぶ。添字 i は空乏領域が $x = 0$ から $x = w_i$ まで広がっている状況に対応する。

(b) 各 w_i に対して空乏領域内の電界分布

$$E_i(x) = \frac{qN}{\epsilon_0 \epsilon} (w_i - x) \quad (3 \cdot 1)$$

とバイアス電圧

$$V_i = \frac{qN}{2\epsilon_0 \epsilon} w_i^2 - V_{Bi} \quad (3 \cdot 2)$$

とを与える。ここで ϵ は Ga_{1-x}In_xAs_yP_{1-y} の比誘電率であり、InP²²、GaAs²³ および InAs²⁴ における値から $\epsilon = 12.35 + 1.25y$ とした。

(c) α 、 β の電界強度依存性は

$$\left. \begin{aligned} \alpha(E) &= A_e \exp\left(-\frac{B_e}{E}\right) \\ \beta(E) &= A_h \exp\left(-\frac{B_h}{E}\right) \end{aligned} \right\} \quad (3 \cdot 3)$$

という近似式で与える。そうすると、各電界分布 $E_i(x)$ に対して決まる空乏領域内の場所 x でのイオン化率 $\alpha_i(x)$ 、 $\beta_i(x)$ は、

$$\left. \begin{aligned} \alpha_i(x) &= A_e \exp\left\{-\frac{B_e}{E_i(x)}\right\} \\ \beta_i(x) &= A_h \exp\left\{-\frac{B_h}{E_i(x)}\right\} \end{aligned} \right\} \quad (3 \cdot 4)$$

となる。 A_e 、 B_e 、 A_h および B_h は数値計算において可変パラメータとして扱

う。

(d) $M_n(V)$, $M_p(V)$ に対する理論的表式を用いて、これらの増倍率をあるバイアス電圧 V_i に対して計算する。それらを $M_n^{\text{cal.}}(V_i)$, $M_p^{\text{cal.}}(V_i)$ と表わす。

(e) 次式で示す量 s を定義する。

$$s = \sum_{i=1}^n \left\{ \left[M_n^{\text{cal.}}(V_i) - M_n^{\text{exp.}}(V_i) \right]^2 + \left[M_p^{\text{cal.}}(V_i) - M_p^{\text{exp.}}(V_i) \right]^2 \right\} \quad (3 \cdot 5)$$

ここで $M_n^{\text{exp.}}(V_i)$, $M_p^{\text{exp.}}(V_i)$ は各々、バイアス電圧 V_i での M_n , M_p の測定値である。量 s は計算した増倍率特性の測定値からのずれの大きさを表わす。

(f) A_e , B_e , A_h および B_h についての多数の組を与え、各組に対して量 s を計算し、それらの内 s を最小にする組 A_e^{\min} , B_e^{\min} , A_h^{\min} および B_h^{\min} を選ぶ。そうすると、 α , β の解は

$$\left. \begin{aligned} \alpha(E) &= A_e^{\min} \exp\left(-\frac{B_e^{\min}}{E}\right) \\ \beta(E) &= A_h^{\min} \exp\left(-\frac{B_h^{\min}}{E}\right) \end{aligned} \right\} \quad (3 \cdot 6)$$

として求められる。

M_n , M_p に対する理論的表式を以下に導出する。アバランシェ増倍された光電流の密度 J は一般に次のように表わされる²⁵。

$$J = \frac{J_n(0) + J_p(w) \exp\left\{-\int_0^w (\alpha - \beta) dx\right\} + q \int_0^w g(x) \exp\left\{-\int_0^x (\alpha - \beta) dx'\right\} dx}{1 - \int_0^w \alpha \exp\left\{-\int_0^x (\alpha - \beta) dx'\right\} dx} \quad (3 \cdot 7)$$

ここで $J_n(0)$, $J_p(w)$ は各々、 $x = 0$, $x = w$ で注入された電子電流の密度、正孔電流の密度であり、 $g(x)$ は空乏領域内の場所 x で単位時間、単位距離当たり光励起された電子正孔対の数である。ダイオード表面から光を入射した場合は、すでに述べたようにほぼ純粋な電子注入条件が満たされている。従って、アバランシェ増倍が無い時の光電流密度、すなわち初期光電流密度 J_0 は $J_0 = J_n(0)$ であり、また $J_p(w) = g(x) = 0$ が成り立つ。この場合の増倍率 M_n は (3・7) 式にこれらの値を代入して

$$M_n = \frac{J}{J_0} = \frac{1}{1 - \int_0^w \alpha \exp\left\{-\int_0^x (\alpha - \beta) dx'\right\} dx} \quad (3 \cdot 8)$$

と表わされる。一方、裏面照射時の増倍率 M_p に対しては、次に示す二つの場合に対応して異なる表式が与えられる。

(i) $w < d$ (d は $n\text{-GaInAsP}$ 層厚)，つまり、空乏領域が $n\text{-GaInAsP}$ 層中にある時。この場合 J_0 は、拡散電流成分を $J_p(w)$ ，ドリフト電流成分を $J_d(w)$ とすると、

$$J_0 = J_p(w) + J_d(w) \quad (3 \cdot 9)$$

と表わされる。 $J_p(w)$ ， $J_d(w)$ に対する表式はそれぞれ (2・16) 式，(2・18) 式で与えた表式と同じである。ここで $n\text{-GaInAsP}$ の中性領域 ($w < x \leq d$) における正孔の再結合が無視できると仮定すると、 $J_p(w)$ および J_0 は各々、 $q \int_w^d g(x) dx$ ， $q \int_0^d g(x) dx$ という簡単な式で表わすことができる。この仮定は、光電流が低バイアス電圧範囲でバイアス電圧依存性を持たないことからその妥当性が裏付けられる。そうすると、(3・7) 式において $J_n(0) = 0$ ， $J_p(w) = q \int_w^d g(x) dx$ と置くと、 M_p は

$$M_p = \frac{q \int_w^d g(x) dx \exp \left\{ - \int_x^w (\alpha - \beta) dx \right\} + q \int_0^w g(x) \exp \left\{ - \int_0^x (\alpha - \beta) dx' \right\} dx}{\left[1 - \int_0^w \alpha \exp \left\{ - \int_0^x (\alpha - \beta) dx' \right\} dx \right] q \int_0^d g(x) dx} \quad (3 \cdot 10)$$

と表わされる。なお裏面照射光に対する $g(x)$ は、光の GaInAsP 中での吸収係数を α_0 とすると、 $g(x) = C \exp \{ -\alpha_0(d-x) \}$ (C は定数) と表わされる。

(ii) $w \geq d$ ，つまり空乏領域が $n\text{-GaInAsP}$ 層を越えて $n\text{-InP}$ バッファ層にまで広がっている時。この場合、裏面照射光は空乏領域内にある $n\text{-GaInAsP}$ 層中で吸収されるから、 $J_p(w) = 0$ であり、 J_0 は $q \int_0^d g(x) dx$ に等しくなる。アバランシェ増倍は $n\text{-GaInAsP}$ 層内で起こるから、(3・7) 式における積分範囲は $0 \leq x \leq w$ から $0 \leq x \leq d$ に変更する必要がある。そこでこの式において $J_n(0) = J_p(w) = 0$ ， $w = d$ と置くことによって、 M_p は

$$M_p = \frac{q \int_0^d g(x) \exp \left\{ - \int_0^x (\alpha - \beta) dx' \right\} dx}{\left[1 - \int_0^w \alpha \exp \left\{ - \int_0^x (\alpha - \beta) dx' \right\} dx \right] q \int_0^d g(x) dx} \quad (3 \cdot 11)$$

と表わされる。

実際の数値計算では、空乏領域内に約200の離散点を取り、(3・8)式、(3・10)式および(3・11)式中の積分形式を、これらの離散点での関数値の和の形に変換した。二つの隣り合う離散点の間の電界強度の差は $4 \times 10^3 \text{ V/cm}$ 以下である。各ダイオードにおいて十通りの空乏層幅($n = 10$)、つまり十個のバイアス電圧を選んだ。計算の繰り返しは量 s が0.01以下になるまで続けた。

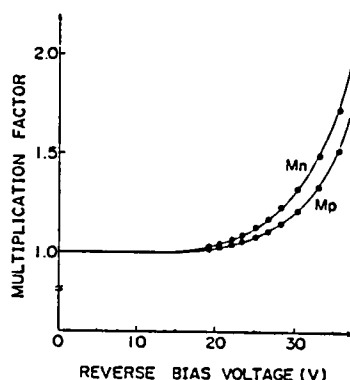


図3・4. ダイオードIIIにおいて数値計算から求めた増倍率特性(・)と測定値(実線)との比較。

図3・4はダイオードIIIにおける増倍特性の計算値と測定値との比較を示す。ここで・は計算値、実線は測定値を表わす。この場合、計算において α 、 β の値として $\alpha = 3.50 \times 10^6 \exp(-2.31 \times 10^6/E) (\text{cm}^{-1})$ 、 $\beta = 2.31 \times 10^6 \exp(-2.41 \times 10^6/E) (\text{cm}^{-1})$ を与えた。そして s の値が0.01を下回ったので、これらの α 、 β をAs組成比が $y = 0.70$ のGaInAsPにおける α 、 β であると見做した。図3・5は、このような数値計算によって求めた $y = 0.28, 0.39, 0.70$ の三種類のGaInAsPにおける α 、 β と電界の逆数の関係を示す。

以上のような数値計算を用いたイオン化率の決定法およびイオン化率の計算値がどの程度の精度を持っているか、を明らかにするために、次に示すような二通りの方法を用いて調べた。第一の方法では、第2章で述べた(100)-InPにおける α 、 β をこの数値計算を用いて求め、すでに解析的な方法で決定した α 、 β と比較した。今の場合、裏面から照射する光の波長を $0.83 \mu\text{m}$ とした。InP中でのこの光の吸収係数は $2 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ であるので、測定したバイアス電圧の範囲では2~25%の光が空乏領域内で吸収されることになり、正孔注入は純粋ではなくなる。従ってこの場合には、第2章

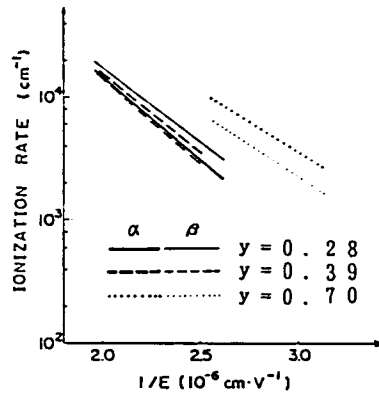


図3・5. As組成比が $y = 0.28, 0.39, 0.70$
のGaInAsPにおける α, β と電界の逆数の関係.

で述べた解析的な方法は使えず、ここに示した数値計算に頼らざるをえない。既に解析的に求め、図2・16(a)に示した α, β の室温での値を $\alpha = 2.85 \times 10^6 \exp(-2.83 \times 10^6 / E) \text{ (cm}^{-1}\text{)}$ 、 $\beta = 1.52 \times 10^6 \exp(-2.19 \times 10^6 / E) \text{ (cm}^{-1}\text{)}$ と近似し、これらの α, β を用いて十個のバイアス電圧に対して M_n, M_p を数値計算し、波長 $0.63 \mu\text{m}$ の表面照射光および波長 $0.83 \mu\text{m}$ の裏面照射光に対して測定した増倍率特性と比較した。図3・6は両者の比較を示すが、計算値は測定値に非常に良く一致しており、このことから、数値計算の方法は、純粋な正孔注入条件が満たされない場合のイオン化率を求める方法として十分な精度があるといえる。第二の方

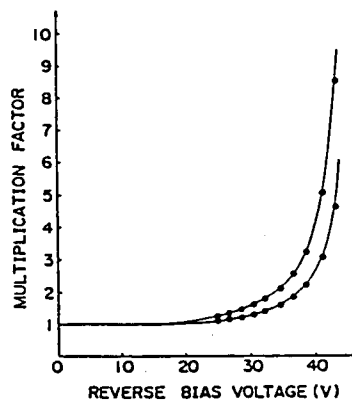


図3・6. 裏面照射光の波長を $0.83 \mu\text{m}$ とした時の(100)-InP
ダイオードの増倍率特性の計算値(●)と測定値(実線)との比較.

法では、数値計算によって求めた α 、 β の値が、ダイオードの降伏電圧の測定値および過剰雑音の測定値の両方を説明できるかどうかを調べた。この方法の意味は次の通りである。降伏電圧 V_B は増倍率が無限大となる電圧として定義できるから、 V_B は降伏条件の式

$$\int_0^W \alpha \exp \left\{ - \int_0^x (\alpha - \beta) dx' \right\} dx = 1 \quad (3 \cdot 12)$$

を解くことによって計算できる。また過剰雑音係数 F の増倍率(M)依存性を測定し、それを F と M の間の理論的な関係式²⁶と比較することによってイオン化率比 $k = \alpha / \beta$ を決定することができる。従って、 V_B と $F(M)$ の両方を測定することによって α と β それぞれの値を推定することができる。そこでダイオード I に対してこの方法を適用した。まず、このダイオードの V_B の測定値 93.4 V に対し、(3・12)式に数値計算から求めた α 、 β の値を代入して計算した V_B の値は 94.6 V であり、両者は非常に良い一致を示した。次に、波長 0.83 μm の AlGaAs 発光ダイオードから出た光を素子表面から受光部に照射し、中心周波数 30 MHz、バンド幅 1 MHz で過剰雑音係数を測定した。初期光電流は 1.3 μA であった。図 3・7 の・は測定値を示し、実線は各イオン化率比 k に対する $F(M)$ の理論値²⁶である。両者の比較から $k = 0.7 \sim 0.8$ が得られた。一方、数値計算から求めた k 値は $3.8 \times 10^5 \text{ V/cm} \leq E \leq 5.0 \times 10^5 \text{ V/cm}$ の電界強度範囲において 0.69 ~ 0.84 であり、この k 値は測定値から求めた k 値と良く一致している。これらのことから数値計算によって求めた α 、 β の値の信頼性は十分高いことが確かめられた。

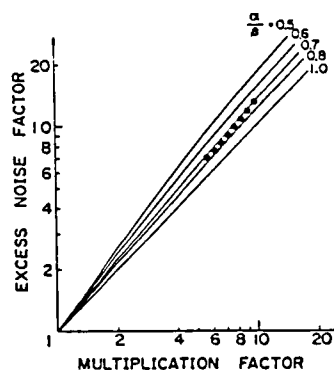


図 3・7. ダイオード I における過剰雑音係数の増倍率
依存性の測定値(・)と理論値(実線)との比較。

解析的に α , β を求める方法に比べて、数値計算による方法は次のような利点を持っている。第一に、ダイオードの量子効率バイアス電圧依存性を持たないため、第2章に述べたような、正確な増倍率を導くための複雑な手続きが不必要である。第二に、解析的な方法は、空乏領域内の電界強度分布が二、三の特殊な形をした場合以外には用いることができない²⁷⁾が、数値計算の方法では、任意の電界分布に対して α , β を求めることができる。実際のダイオードでは、活性領域のキャリア濃度が一般に深さ方向に一定ではなくある分布を持っているため電界分布が複雑な形をしているが、そのような場合でも数値計算を用いれば α , β を求めることが可能である。

以上のように、キャリアの注入形態が純粋でない場合でも、数値計算の方法によって精度の高いイオン化率の値が得られることが明らかとなった。

(2) ダイオード I V における決定法

このダイオードの場合、アバランシェ領域である n^- -GaInAs の濃度は $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ときわめて低いことから、この領域内で電界強度はほぼ一定であり、従って α , β も場所 x に依らず一定であると見做すことができる。このように近似すると、 α , β は M_n , M_p の測定値を用いて次の様に求めることができる。電子注入は純粋であるので M_n は (3・8) 式で表わされる。この式で α , β は一定、 $w = d$ (d は n -GaInAs 層厚) とおくと、 M_n は

$$M_n = \frac{1}{1 + \alpha [\exp\{-(\alpha - \beta)d\} - 1] / (\alpha - \beta)} \quad (3 \cdot 13)$$

となる。裏面からは波長 $1.25 \mu\text{m}$ の光を入射した。この光はほとんど 100% が n^- -GaInAs 層で吸収される。空乏領域がこの層全体に広がっているので、 $w \geq d$ の場合の M_p の表式である (3・11) 式が適用される。この式で α , β を一定とおくと

$$M_p = \frac{\alpha_0 M_n \exp(-\alpha_0 d) [\exp\{(\alpha_0 - \alpha + \beta)d\} - 1]}{(\alpha_0 - \alpha + \beta) \{1 - \exp(-\alpha_0 d)\}} \quad (3 \cdot 14)$$

が導かれる。ここで、 $\alpha_0 = 1.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ は波長 $1.25 \mu\text{m}$ の光の GaInAs 中での吸収係数である。

α , β はこの場合、数値計算に依ることなく、(3・13) 式と (3・14) 式か

ら容易に求めることができる。あるバイアス電圧 V に対する電界強度 E を $E = (V + V_{Bi}) / (d + d')$ (d' は $n^- - \text{InP}$ バッファ層厚) と与え, GaInAs における α , β と電界の逆数の関係を示すと, 図 3・8 のようになる。

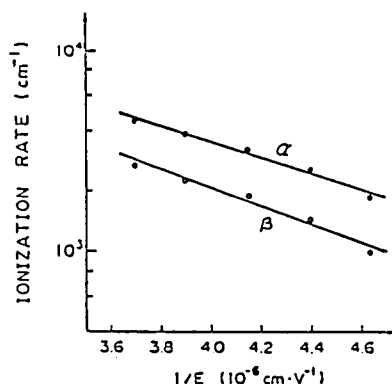


図 3・8. $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ における α , β と電界の逆数の関係。

3・3・2. イオン化率の組成比依存性

以上に決定した四種類の GaInAsP 混晶中の α , β に, 第 2 章で求めた InP における α , β を加え, これらの α , β と電界の逆数 $1/E$ の関係を示すと図 3・9 のようになる。ここで (a) は α と $1/E$ の関係, (b) は β と $1/E$ の関係を示す。 α , β の y 依存性をより明瞭に示すために, 一つの電界強度 $E = 4.5 \times 10^5 \text{ V/cm}$ をとり, この電界値での α , β と y との関係を図示すると, 図 3・10 の様になる。この図から次の二点が特徴的である。

(1) α は As 組成比 y に対して単調に増大している。しかし $0 < y \leq 0.4$ における α の増大の割合はかなり小さい。

(2) β は $0 < y \leq 0.7$ の範囲で InP における β に比べて明らかに小さい。

この図中に示した α , β の組成比依存性は, この混晶におけるイオン化率が, シリコン (silicon) やゲルマニウム (germanium) の単体半導体あるいは InP , GaAs 等の化合物半導体におけると同様の要因で決定されていると仮定する限り説明できないことを以下に示す。組成比 y が増加すると, GaInAsP の禁制帯幅はほぼ $\epsilon_g = 1.35 - 0.60y \text{ (eV)}$ に従って減少する。衝突イオン化に必要な閾値エネルギー ϵ_i は ϵ_g に比例する²⁸⁾ので, ϵ_i も y の増大に対して y の一次関数の形で減少する。

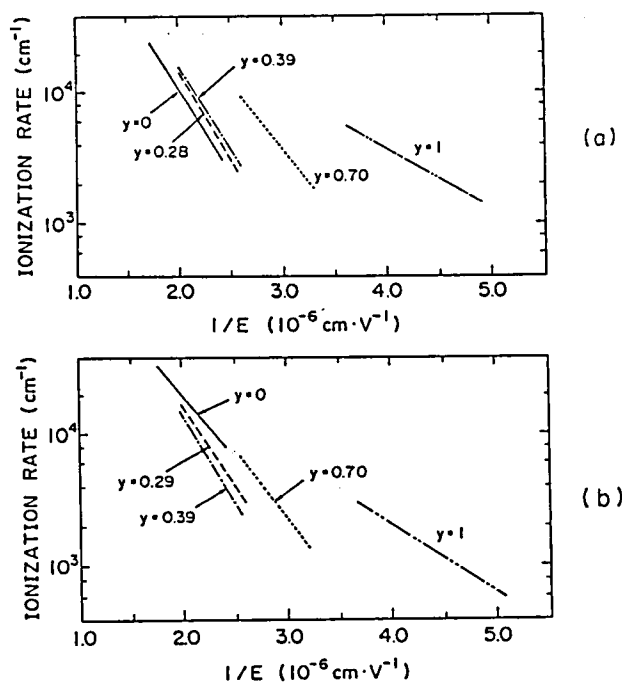


図 3・9. 五種類の GaInAsP 結晶における α , β と電界の逆数の関係. (a) α と $1/E$ の関係 (b) β と $1/E$ の関係

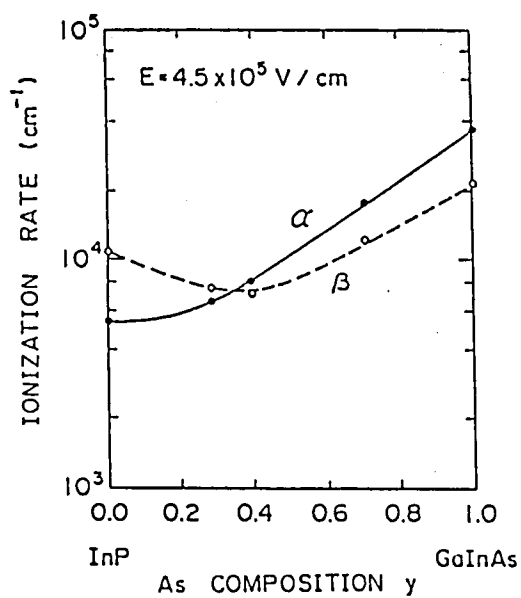


図 3・10. $4.5 \times 10^5 \text{ V/cm}$ の電界強度における α , β の組成比依存性.

一方、衝突イオン化を妨げるフォノン散乱の確率は、その表式中に含まれる有効質量や結合定数等の物質定数の y 依存性が小さいことから、GaInAsP中でもInP中でもほとんど差がないと考えられる。むしろ ϵ_i が減少するために衝突イオン化を起こすまでにキャリアが受ける全散乱回数は減少し、 y の増加に伴って散乱の影響は弱まると考えられるが、ここでは散乱確率は y に依存しないと近似する。そうするとバラフ (Baraff) の理論²⁹に依れば、イオン化率は $\exp(-c\epsilon_i/E)$ (c は定数) に比例するので、 α 、 β は y の増加とともに指数関数的に増大するはずである。ところが、実際のGaInAsP中の α 、 β はそのような増大を示していない。特に、 β が y の増加に対して一旦減少することは、従来のイオン化率に対する扱いでは起こりえない現象である。なおここで得られた α 、 β の y 依存性が妥当であることは、これらの α 、 β と (3・12) 式のアバランシェ降伏の条件とを用いて計算した V_B が、実際のダイオードの V_B と良く一致していることから裏付けられる。すなわち図3・11は $y = 0.0, 0.39, 0.70$ の三種類の結晶において作製されたダイオードの V_B と活性領域のキャリア濃度の関係についての計算値と測定値との比較を示す。各線は、(3・12) 式の降伏条件の式に図3・9に示す α 、 β の値を代入して求めた計算値、 \circ 、 \bullet 、 Δ は測定値を表わす。計算値は測定値と非常に良い一致を示している。もし α 、 β が y とともに指数関数的に増大するのであれば、アバランシェ降伏を起こす電界強度がそれに伴って小さくなるのだから、 V_B は単調に減少するはずであるが、 V_B の測定値はそのような y 依存性を示していない。つまり、

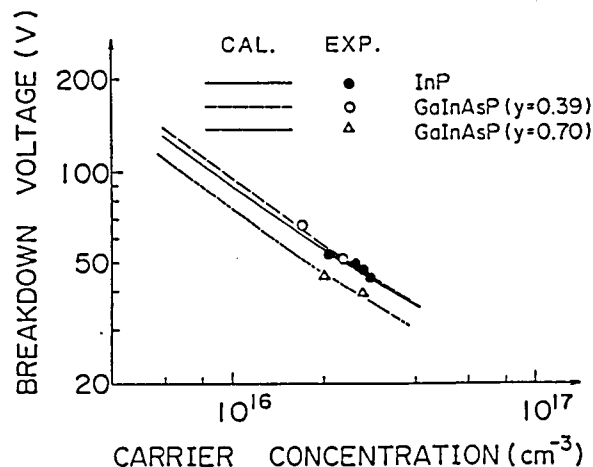


図3・11. InPダイオードと二種類のGaInAsPダイオードにおける降伏電圧とキャリア濃度の関係に関する計算値と実験値との比較。

図3・11の結果は上に明らかにした α , β の y 依存性が妥当であることを表わしている。

α , β の y 依存性を説明するためには, GaInAsP混晶中では, 通常のフォノン散乱以外に, 何らかの混晶に特有の散乱機構が存在すると仮定する必要がある。つまり, この付加的な散乱が, 混晶中のキャリアの衝突イオン化を妨げる働きをするために, GaInAsP中のイオン化率が y に対して指数関数的に増大せず, もっと弱い依存性を持つとするのである。もし, このようなInP中には存在しない散乱機構がGaInAsP混晶においてはじめて現われるとすれば, InPとGaInAsPとで, フォノン散乱が弱まる低温領域において α , β の温度依存性に差異が生じるはずである。そこで次に, このことを明らかにするためにイオン化率の温度依存性を測定した結果を述べる。

3・3・3. イオン化率の温度依存性

77 Kから293 Kまでの温度範囲において, 3・3・1で述べたのと同じ方法で $y = 0.28, 0.39, 0.70$ の三種類のGaInAsPにおける α , β を求め, すでに得たInP中の α , β と比較した。図3・12は, InPも含めた四種類の結晶における α , β と電界の逆数の関係を, 温度をパラメータとして図示したものである。この図で, 温度が293 Kから77 Kまで変化した時の α , β の増加幅が, y が大きくなるにつれて小さくなっている点特徴的である。各結晶における α , β の温度依存性を明瞭にするために, 293 Kでのイオン化率の値が $8 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$ となるような電界値での α , β の温度変化を示すと, 図3・13のようになる。ここで(a)は $\alpha(T) / \alpha(293 \text{ K})$ と T , (b)は $\beta(T) / \beta(293 \text{ K})$ と T の関係である。温度低下に対する α , β の増大の割合がGaInAsPではInPに比べて20~50%小さい。もしGaInAsPとInPとで存在する散乱機構の種類が同じであるとすれば, このような両者の間での α , β の温度依存性に差異が生じないはずである。この結果は, InP中では低温化とともにフォノン散乱が弱まることによってイオン化率が増大するが, GaInAsP中では, フォノン散乱に代わって混晶に固有の散乱が, 低温領域において衝突イオン化を妨げる働きをするために, α , β の温度依存性がInPよりも弱くなることを示している。なお, このようなInPとGaInAsPとの間の α , β の温度依存性の差異は, InPダイオードとGaInAsPダイオードとの間の V_B の温度依存性の差異に現われている。つまり図3・14は, InPダイオードと $y = 0.28, 0.39$ のGaInAsPダイ

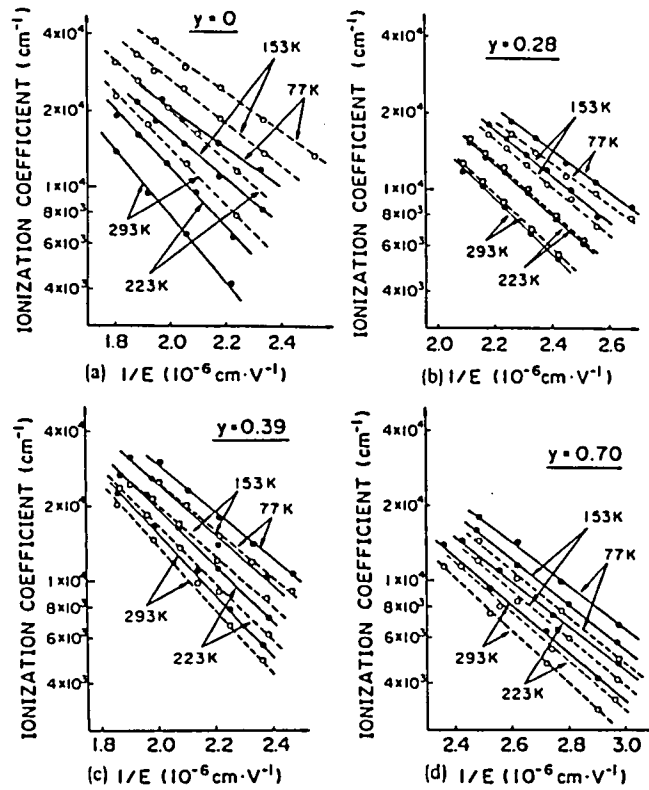


図 3・12．四種類の GaInAsP 結晶における温度をパラメータとした α 、 β と電界の逆数の関係．実線は α 、破線は β を表わす．

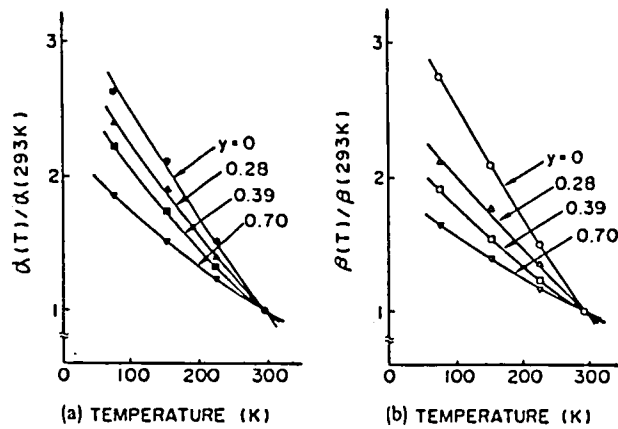


図 3・13．組成比 y をパラメータとした α 、 β と温度の関係．

(a) $\alpha(T) / \alpha(293 \text{ K})$ (b) $\beta(T) / \beta(293 \text{ K})$

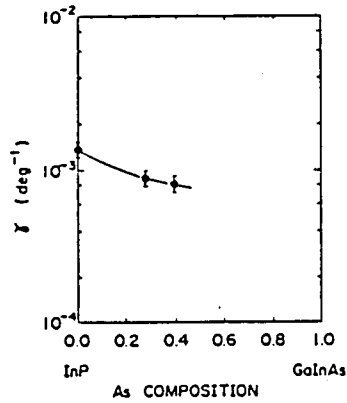


図 3・14．降伏電圧の温度係数と A s 組成比の関係．

オードの V_B を $-80^\circ\text{C} < T < 30^\circ\text{C}$ の温度範囲で測定し、 $T = 0^\circ\text{C}$ での V_B の温度係数 γ を y に対して示した図であり、明らかに γ は y の増加とともに減少している。この温度係数はダイオードの降伏電界 E_B の温度係数に比例することが次のように示される。空乏領域の電界分布を、最大電界 E_B 、空乏層幅 w の三角形形状で近似すると、ある温度変化 ΔT に対する降伏電圧の変化分 ΔV_B は

$$\Delta V_B = \Delta E_B \cdot w + \frac{1}{2} \Delta E_B \cdot \Delta w \quad (3 \cdot 15)$$

と表わされる。ここで ΔE_B 、 Δw はそれぞれ ΔT に対応する E_B 、 w の変化分である。温度の変化幅が小さいとすると $w \gg \Delta w$ と見做すことができるので、(3・15) 式は

$$\Delta V_B \cong \Delta E_B \cdot w \quad (3 \cdot 16)$$

と近似できる。従って V_B の温度係数 γ は、

$$\gamma = \frac{\Delta V_B}{V_B \Delta T} \cong \frac{\Delta E_B \cdot w}{E_B w \Delta T / 2} = \frac{2 \Delta E_B}{E_B \Delta T} \quad (3 \cdot 17)$$

と表わされ、 γ は降伏電界 E_B の温度係数と一対一の関係にあることがわかる。つまり、GaInAsP 中の α 、 β の温度依存性が InP におけるよりも弱いために、温度低下とともに降伏電界が下がる割合が小さく、従って降伏電圧が減少する割合も小さくなるわけ

である。

これまで、 GaInAsP 半導体における低電界移動度の組成比依存性および温度依存性の実験結果³⁰⁻³²から、混晶中のキャリアに作用する散乱機構として、不規則な原子配列に由来する混晶散乱³³⁻³⁵が重要な役割を果たしていることが明らかにされている¹¹。本節で示したイオン化率の組成比依存性および温度依存性が、低電界移動度と同様の依存性を持つことから、衝突イオン化過程にあるキャリアに対しても、混晶散乱が大きな影響を及ぼしていると考えられる。

3・4節 結言

第3章で議論した $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 半導体におけるイオン化率の組成比依存性および温度依存性に関する結果をまとめると、次の様に示される。

- (1) 四種類の組成比をもつ GaInAsP ダイオードの増倍率測定から、 α 、 β を実験的に決定した。これらのダイオードでは、純粋なキャリア注入条件が実現されず、一般的に用いられている解析的な方法によってはイオン化率を求めることができないため、数値計算の方法を用いて、計算された増倍率特性が実験値に最も良く一致するように α 、 β を決定した。そしてここで開発した方法が、キャリアの注入が混合注入である場合のイオン化率の精度良い決定法であることを示した。
- (2) 実験的に決定した四種類の組成比をもつ GaInAsP における α 、 β に第2章で決定した InP における α 、 β を加え、全組成範囲における α 、 β の As 組成比(y)依存性を明らかにした。その結果、 α は y に対して単調に増加するが $0 < y \leq 0.4$ において増大の割合が小さいこと、また β は $0 < y \leq 0.7$ において InP 中の β よりも小さくなることを示した。これらの y 依存性は、 GaInAsP 混晶中で InP におけると同じ種類の散乱機構を仮定する限り説明できず、混晶に特有の散乱が存在すると考える必要があることを指摘した。
- (3) 77K から 293K までの低温領域で InP と GaInAsP における α 、 β の温度依存性を測定した結果から、 InP に比べて GaInAsP での α 、 β の温度係数の絶対値が $20\% \sim 50\%$ 小さいことを示した。この温度依存性の違いは、 GaInAsP では、低温領域においてフォノン散乱に代わって混晶固有の散乱機構がイオン化率を減少させる働きをしていることを表わすものであることを指摘した。

(4) イオン化率の組成比依存性および温度依存性がGaInAsPにおける低電界移動度と同様の依存性を示すことから、低電界移動度に大きな影響を及ぼしている混晶散乱がイオン化率にも重要な役割を果たしていると考えられること、を指摘した。

参考文献

1. P.D.Wright, E.A.Rezek, and N.Holonyak, Jr., "Lattice matching and dislocations in LPE $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}_{1-z}\text{As}_z$ -InP heterojunctions", J. Cristal Growth, vol.41, pp.254-261, 1977.
2. M.Quillec, T.P.Pearsall, J.Burgent, G.Laurencin, J.C.Benchimol, P.Merenda, and C.Daguet, "The compositional uniformity of $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ grown by near-equilibrium cooling LPE", Inst. of Phys. Conf. Ser., no.56, London, 1981, pp.105-113.
3. K.Nakajima, S.Yamazaki, S.Komiya, and K.Akita, "Misfit dislocation-free $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{Py}$ /InP heterostructure wafers grown by liquid phase epitaxy", J. Appl. Phys., vol.52, pp.4575-4582, 1981.
4. G.H.Olsen and T.J.Zamerowski, "Crystal growth and properties of binary, ternary and quaternary (In,Ga)(As,P) alloys grown by the hydride vapor phase epitaxial technique", Progress in Crystal Growth and Characterization, vol.II, B.R.Pamplin, ed., London: Pergamon, 1979.
5. K.Yasuda, T.Shirai, Y.Kishi, S.Yamazaki, and T.Kaneda, "Heterojunction Effect on Spectral and Frequency Responses in InP/InGaAs APD", Jpn. J. Appl. Phys., vol.22, pp.291-294, 1983.
6. H.H.Wieder, A.R.Clawson, and G.F.Williams, " $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ /InP heterojunction photodiodes", Appl. Phys. Lett., vol.31, pp.468-470, 1977.
7. F.Capasso, W.T.Tsang, A.L.Hutchingson, and G.F.Williams, "Superlattice photodetector: A new avalanche photodiode with a large ionization rates ratio", Technical Digest of IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM), 1981, pp.338-

8. F.Capasso, W.T.Tsang, A.L.Hutchingson, and G.F.Williams, "Enhancement of electron ionization in a superlattice: A new avalanche photodiode with a large ionization rate ratio", Appl. Phys. Lett., vol. 40, pp.38-40, 1982.
9. F.Capasso, W.T.Tsang, A.L.Hutchingson, and P.W.Foy, "The graded bandgap avalanche diode: a new MBE structure with a large ionization rates ratio", Inst. of Phys. Conf. Ser., no.63, Bristol and London, 1981, pp.473-478.
10. G.F.Williams, F.Capasso, and W.T.Tsang, "The Graded Bandgap Multilayer Avalanche Photodiode: A New Low Noise Detector", IEEE Electron Dev. Lett., vol. EDL-3, pp.71-73, 1982.
11. J.R.Hayes, A.R.Adams, and P.D.Greene, GaInAsP Alloy Semiconductors, T.P.Pearsall, ed., John Wiley & Sons, New York, 1982, chap.8.
12. M.Ito, T.Kaneda, K.Nakajima, Y.Toyama, T.Yamaoka, and T.Kotani, "Impact ionisation ratio in $\text{In}_{0.73}\text{Ga}_{0.27}\text{As}_{0.57}\text{P}_{0.43}$ ", Electron. Lett., vol.14, pp.418-419, 1978.
13. Y.Takanashi and Y.Horikoshi, "Ionization Coefficient of InGaAsP/InP APD", Jpn. J. Appl. Phys., vol.18, pp.2173-2174, 1979.
14. H.D.Law, K.Nakano, and L.R.Tomasetta, "III-V alloy heterostructure high-speed avalanche photodiodes", IEEE J. Quantum Electron., vol.QE-15, pp.549-558, 1979.
15. T.P.Pearsall, "Impact ionization rates for electrons and holes in $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ ", Appl. Phys. Lett., vol.36, pp.218-220, 1980.
16. J.Komeno, M.Takikawa, and M.Ozeki, "TDEG in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ -

- InP heterojunction grown by chloride VPE", Electron Lett., vol.19, pp.473-474, 1983.
17. C.B.Duke, Solid State Physics, New York, Academic Press, 1969, Suppl.10, chap.IV.
 18. S.R.Forrest, M.DiDomenico,Jr., R.G.Smith, and H.J.Stocker, "Evidence for tunneling in reverse-biased III-V photodetector diodes", Appl. Phys. Lett., vol.36, pp.580-582, 1980.
 19. T.P.Pearsall, "Band-to-band tunneling current in $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ p-n junctions", Electron. Lett., vol.16, pp.771-773, 1980.
 20. H.Ando, H.Kanbe, M.Ito, and T.Kaneda, "Tunneling Current in InGaAs and Optimum Design for InGaAs/InP Avalanche Photodiodes", Jpn. J. Appl. Phys., vol.19, pp.L277-L288, 1980.
 21. M.Ito, T.Kaneda, K.Nakajima, Y.Toyama, and H.Ando, "Tunneling currents in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ homojunction diodes and design of InGaAs/InP avalanche photodiodes", Solid-State Electron., vol.24, pp.421-424, 1981.
 22. C.Hilsum, S.Fray, and C.Smith, "The optical frequencies and dielectric constants of InP", Solid-State Comm., vol.7, pp.1957-1059, 1969.
 23. K.S.Chaplin and G.H.Grover, "Temperature Dependence of the Microwave Dielectric Constant of the Gallium Arsenide Lattice", Appl. Phys. Lett., vol.12, pp.231-232, 1968.
 24. O.G.Lomimor and W.G.Spitzer, "Infrared refractive index and absorption of InAs and CdTe", J. Appl. Phys., vol.36, pp.1841-1844, 1965.
 25. C.A.Lee, R.A.Rogan, R.L.Batdorf, J.J.Kleimack, and W.W.Wiegmann, "Ionization rates of holes and electrons in

- silicon", Phys. Rev., vol.134, pp.A761-A773, 1964.
26. R.J.McIntyre, "Multiplication Noise in Uniform Avalanche Diodes", IEEE Trans. Electron. Dev., vol.ED-13, pp.164-168, 1966.
 27. G.E.Stillman and C.M.Wolfe, Semiconductors and Semimetals, R.K.Willardson & A.C.Beer, ed., Academic Press, New York, 1977, chap.5.
 28. C.L.Anderson and C.R.Crowell, "Threshold energies for electron-hole pair production by impact ionization in semiconductors", Phys. Rev. B, vol.5, pp.2267-2272, 1972.
 29. G.A.Baraff, "Distribution Functions and Ionization Rates for Hot Electrons in Semiconductors", Phys. Rev., vol.128, pp.2507-2523, 1962.
 30. P.D.Greene, S.A.Wheeler, A.R.Adams, A.N.El-Sabbahy, and C.N.Ahmad, "Background carrier concentration and electron mobility in LPE $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ layers", Appl. Phys. Lett., vol.35, pp.78-80, 1979.
 31. R.F.Leheny, A.A.Ballman, J.C.DeWinter, R.E.Nahory, and M.A.Pollack, "Compositional dependence of the electron mobility in $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ ", J. Electron. Mater., vol.9, pp.561-568, 1980.
 32. M.Enda, "Preparation and properties of VPE GaInAsP", Jpn. J. Appl. Phys., vol.18, pp.2167-2168, 1979.
 33. L.Nordheim, "Zur Elektronen Theorie der Metalle. II", Ann. Phys Lpz., vol.9, pp.641-678, 1931.
 34. H.Brooks, Advances in Electronics and Electron Physics, vol.7, L.Marton, ed., Academic Press, New York, 1955, pp.85-182.
 35. L.Makowski and M.Glicksman, "Disorder scattering in solid

solutions of III-V semiconducting compounds", J. Phys. Chem. Solids, vol.34, pp.487-492, 1973.

4・1節 緒言

イオン化率を理論的に計算する方法として、これまで主に、定常的なボルツマン輸送方程式を解いてイオン化率を解析的に求める方法¹⁻³が用いられてきた。この方法では、エネルギー帯構造として放物線的な構造を仮定し、散乱機構として有極性光学フォノン散乱のみを与え、またキャリアの分布関数として先験的にマックスウェル (Maxwell)

・ボルツマン分布等の単純な形を与える、という種々の近似が使われている。ところがあるキャリアが衝突イオン化を起こすためには、少なくとも禁制帯幅以上のエネルギーを持つ必要があり、このような高エネルギー状態を占めるキャリアに対して、上のようなエネルギー帯構造および散乱機構を与えることは近似の精度が極めて悪くなる。またキャリアの分布関数も単純な形から大きくずれていると考えられる。従って、ある半導体結晶中のイオン化率を定量的に厳密に計算するという目的のためには、このような解析的な方法は不十分である。

これに対し、モンテカルロ法を用いた数値計算によりイオン化率を求める方法⁴⁻⁷は、実際のエネルギー帯構造と散乱機構を考慮に入れ、また先験的に分布関数を仮定することなく解くことができるため、定量的に厳密なイオン化率を求めることが可能である。ところがこれまで、このシミュレーションによってInPやGaAs等のイオン化率の計算が示されたものの、シミュレーションを通じて衝突イオン化過程を詳しく解析することはほとんど行なわれていなかった。衝突イオン化過程を明らかにし、バンド構造定数・散乱定数という基本的な物質定数と衝突イオン化過程の関係を明確にすることは、イオン化率の解析および設計にとって不可欠である。そこで本章では、まずInPにおけるイオン化率の計算に適用したシミュレーションの手順を示し、次に、InP中での衝突イオン化が起こる過程およびこれらの過程に影響を及ぼす要因について、電子による衝突イオン化、正孔による衝突イオン化のそれぞれに対して明らかにした。なお、本章では電界の印加方向はすべて $\langle 100 \rangle$ 方向であるとした。

4・2節 モンテカルロ・シミュレーションの手順

電界の作用を受けて半導体中を運動するキャリアは、電界による加速運動と不規則

な散乱とを交互に繰り返す。図4・1は、x軸方向に電界を印加した場合に、キャリアが加速運動と散乱とを繰り返している様子を(k_x , k_y)平面内に投影した模式図である。キャリアのエネルギーを ϵ 、波数ベクトルを \mathbf{k} と表わすと、 ϵ と \mathbf{k} の関係はそのキャリアの属するエネルギー帯構造 $\epsilon(\mathbf{k})$ によって与えられる。印加電界ベクトルを \mathbf{E} とすると、電界による加速運動は

$$\hbar \frac{d\mathbf{k}}{dt} = q\mathbf{E} \quad (4 \cdot 1)$$

で表わされる。この運動の初期状態を \mathbf{k}^i 、終状態を \mathbf{k}^f 、自由走行時間を Δt とすると、 \mathbf{k}^f は(4・1)式から

$$\mathbf{k}^f = \mathbf{k}^i + \frac{q\mathbf{E}}{\hbar} \Delta t \quad (4 \cdot 2)$$

で与えられる。 \mathbf{k}^i 、 \mathbf{k}^f に対応するエネルギーを ϵ^i 、 ϵ^f とし、この自由走行中に電界方向に走行する距離を Δx とすると、電界から得る運動エネルギーは $qE\Delta x$ (E は E の絶対値)であるから、 Δx は

$$\Delta x = \frac{\epsilon^f - \epsilon^i}{qE} \quad (4 \cdot 3)$$

となる。バンド構造 $\epsilon(\mathbf{k})$ 、各種の散乱機構、およびそれらの散乱確率を与え、自由走行時間 Δt 、自由走行後の散乱事象、そして散乱後の状態を擬似乱数を発生させて決定することによって、運動量空間と実空間での運動が記述される。なお実空間は均一であり、

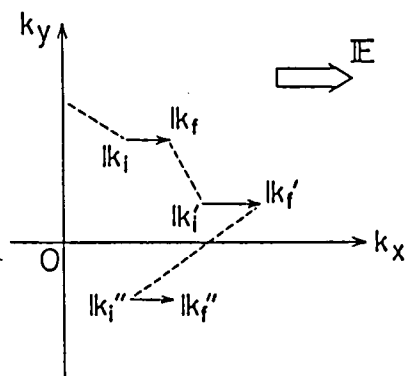


図4・1. (k_x , k_y)平面内で表わしたキャリアの加速運動

(矢印)と不規則な散乱(破線)との繰り返しを示す図。

一様な電界が印加されているものとする。

電子または正孔のイオン化率は次のようにして計算した。衝突イオン化が起こるためには、キャリアはイオン化の閾値エネルギー ϵ_i^e または ϵ_i^h 以上のエネルギーを持つ必要がある。ここで ϵ_i^e 、 ϵ_i^h はそれぞれ電子および正孔の閾値エネルギーである。以下では電子および正孔のエネルギーの原点を各々、伝導帯の Γ 谷の底、価電子帯の頂点にとる。衝突イオン化は一つの散乱機構として扱い、その確率はケルディッシュ (Keldish)³ に従い、

$$\lambda_i^{e,h}(\epsilon) = p^{e,h} \lambda_T^{e,h}(\epsilon_i^{e,h}) \left(\frac{\epsilon - \epsilon_i^{e,h}}{\epsilon_i^{e,h}} \right)^2 \quad (4 \cdot 4)$$

と与えた。ここで $\lambda_T^{e,h}(\epsilon_i^{e,h})$ は $\epsilon = \epsilon_i^{e,h}$ での全散乱確率、 $p^{e,h}$ は材料に依存する定数である。印加電界が十分高く、キャリアが種々の散乱に打ち勝って大きなエネルギーを得るようになると、そのエネルギーが閾値エネルギーを越える確率が生じ、衝突イオン化が可能となる。キャリアが閾値状態に達した時に、発生した擬似乱数によってイオン化事象が選ばれた場合、キャリアはイオン化を起こしたと見做され、そのキャリアに対するシミュレーションは終了する。イオン化が起こるまでにキャリアが電界方向に走行した距離を $\Sigma \Delta x$ とすると、このキャリアのイオン化率は $1 / \Sigma \Delta x$ で与えられる。

電子のイオン化率のシミュレーションに際して、伝導帯の構造は、図 4・2 で示す擬ポテンシャル (pseudopotential) 法で計算されたエネルギー帯構造⁸ を次式のように近似して与えた。

$$\Gamma \text{ valley: } \epsilon(1 + \gamma_\Gamma \epsilon) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_\Gamma^*} \quad (4 \cdot 5)$$

$$\begin{aligned} \langle 111 \rangle \text{ L valley: } (\epsilon - \Delta \epsilon_{\Gamma L}) \{1 + \gamma_L (\epsilon - \Delta \epsilon_{\Gamma L})\} &= \frac{\hbar^2}{6m_{L1}^*} \left(\frac{3\pi}{a} - k_x - k_y - k_z \right)^2 \\ &+ \frac{\hbar^2}{3m_{Lt}^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 - k_x k_y - k_y k_z - k_z k_x) \quad (4 \cdot 6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle 100 \rangle \text{ X valley: } (\epsilon - \Delta \epsilon_{\Gamma X}) \{1 + \gamma_X (\epsilon - \Delta \epsilon_{\Gamma X})\} &= \frac{\hbar^2}{2m_{X1}^*} \left(\frac{2\pi}{a} - k_x \right)^2 \\ &+ \frac{\hbar^2}{2m_{Xt}^*} (k_y^2 + k_z^2) \quad (4 \cdot 7) \end{aligned}$$

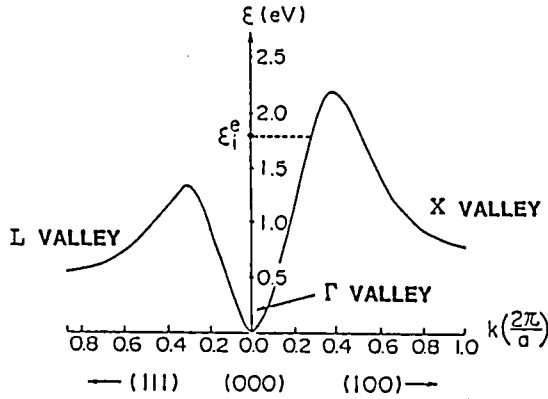


図4・2. 擬ポテンシャル法で計算されたInPの伝導帯の構造.

ここで γ_{Γ} , γ_L , γ_X は Γ , L , X 谷のバンド構造の放物線性からのずれの大きさを示す定数, $\Delta\epsilon_{\Gamma L}$, $\Delta\epsilon_{\Gamma X}$ は $\Gamma-L$, $\Gamma-X$ 間のエネルギー間隔, m_{Γ}^* は Γ 谷の有効質量, $m_{Ll}^*: m_{Lt}^*$, $m_{Xl}^*: m_{Xt}^*$ は各々 L および X 谷の縦方向, 横方向の有効質量である. L , X 谷のとりうるエネルギー範囲は, 図4・2のエネルギー帯構造から各々 $\Delta\epsilon_{\Gamma L} \leq \epsilon \leq 1.35 \text{ eV}$, $\Delta\epsilon_{\Gamma X} \leq \epsilon \leq 2.20 \text{ eV}$ とした. また Γ 谷のとりうる最大のエネルギーは $<100>$ 軸方向では 2.20 eV , $<110>$ 軸方向では 2.80 eV , $<111>$ 軸方向では 1.35 eV とした. シミュレーションで考慮した散乱機構は, Γ 谷における音響フォノン散乱と有極性光学フォノン散乱, および Γ , L , X 間の谷間散乱である. 散乱確率に対する表式は文献9に従って与えた. α のシミュレーションに用いたパラメータ値を表4・1に示す. ここで, 谷間の結合定数, 谷間フォノンのエネルギーは各谷共通とした. 図4・3に電子の全散乱確率のエネルギー依存性を示す. $\epsilon = 1.35 \text{ eV}$ と 2.20 eV において散乱確率が減少しているのは, $\epsilon > 1.35 \text{ eV}$ および $\epsilon > 2.20 \text{ eV}$ でそれぞれ L 谷, X 谷の状態が存在せず, 状態密度が減少するからである.

正孔のイオン化率 β のシミュレーションでは, $k \cdot p$ 法¹⁰ に基いて計算した価電子帯構造を用いた. 図4・4にその $<100>$, $<111>$ 軸方向のエネルギー帯構造を示す. ここで, v_{HH} , v_{LH} , v_{SO} は各々, 重い正孔のバンド, 軽い正孔のバンド, スプリット・オフ・バンド (split-off band), Δ_0 はスピン・オービット・スプリッティング (spin-orbit splitting) を表わす. 散乱機構として,

表 4・1. InPにおける電子のイオン化率のシミュレーション
に用いられたパラメータ値.

(1) BAND PARAMETERS	Γ VALLEY	L VALLEY	X VALLEY
NUMBER OF VALLEYS	1	4	3
NONPARABOLICITY (eV^{-1})	1.0	0.40	0.50
EFFECTIVE MASS (m_0^{-1})	0.08		
LONGITUDINAL		0.95	0.90
TRANSVERSE		0.32	0.30
VALLEY SEPARATION (eV)		0.54	0.78
(2) SCATTERING PARAMETERS			
ACOUSTIC PHONON SCATTERING PARAMETERS			
DEFORMATION POTENTIAL (eV)			7.7
DENSITY (gr/cm^3)			4.79
SOUND VELOCITY (cm/sec)			5.13×10^5
POLAR OPTICAL PHONON SCATTERING PARAMETERS			
OPTICAL PHONON ENERGY (meV)			43
OPTICAL DIELECTRIC CONSTANT			9.53
STATIC DIELECTRIC CONSTANT			12.35
INTERVALLEY SCATTERING PARAMETERS			
INTERVALLEY COUPLING CONSTANT (eV/cm)			1×10^9
INTERVALLEY PHONON ENERGY (meV)			29

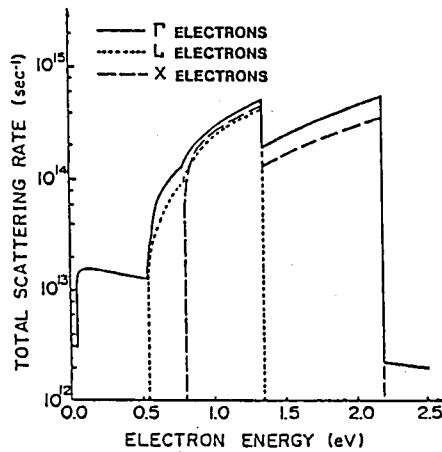


図 4・3. 電子の全散乱確率のエネルギー依存性.

音響フォノン散乱, 有極性および非有極性光学フォノン散乱を考慮に入れた. これらはそれぞれのバンド内の散乱だけでなく, バンド間の散乱をも含んでいる. 散乱確率の表式は文献 11~13 に従って与えた. 音響フォノン結合定数 E_1^2 は次式で与えた¹³.

$$E_1^2 = \left\{ \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \left(\frac{S_1}{S_t} \right)^2 \right\} \left\{ a^2 + \frac{C_t}{C_l} (b^2 + \frac{1}{2} d^2) \right\} \quad (4 \cdot 8)$$

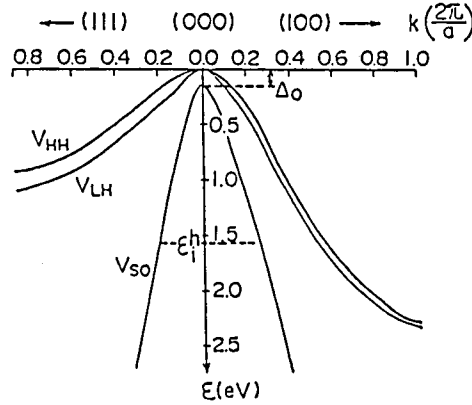


図4・4．k・p法で計算されたInPの価電子帯の構造．

ここで S_L ， S_t はそれぞれ縦方向，横方向の音速であり， C_{11} ， C_{12} ， C_{44} を結晶の弾性定数とすると， C_L ， C_t は次式で表わされる．

$$C_L = \frac{1}{5} (3C_{11} + 2C_{12} + 4C_{44}) \quad (4 \cdot 9)$$

$$C_t = \frac{1}{5} (C_{11} - C_{12} + 3C_{44}) \quad (4 \cdot 10)$$

光学フォノン結合定数 $(DK)^2$ は E_1^2 を用いて

$$(DK)^2 = 4 \left(\frac{\omega_0}{S_L} \right)^2 E_1^2 \quad (4 \cdot 11)$$

で与えた¹³．ここで ω_0 は光学フォノン角周波数である． β のシミュレーションに用いたパラメータ値を表4・2に示す．また重い正孔の全散乱確率のエネルギー依存性を図4・5に示す．図4・3の電子の散乱確率に比べて正孔の方が低エネルギーから大きな散乱確率を持っているが，これは重い正孔のバンドの状態密度が大きいためである．

イオン化の閾値エネルギーの値は，アンダーソン (Anderson) とクロウエル (Crowell)¹⁴による図示的な方法により求められた値 $\epsilon_1^e = 1.8 \text{ eV}$ ， $\epsilon_1^h = 1.6 \text{ eV}$ ¹⁵を用いた．そうすると， α ， β の計算に当たって不確定なパラメータは(4・4)式中の p 値のみとなる．この値は，キャリアのエネルギーが閾値エネルギーを超えた時にどの程度衝突イオン化を起こしやすいかを定める物質定数であるが，正確な値は不明である．そこでこの定数を可変パラメータとして扱い， α ， β の計算値がInPにお

表 4・2. InPにおける正孔のイオン化率のシミュレーション
に用いたパラメータ値.

(1) BAND PARAMETERS	
EFFECTIVE MASS (m_0^{-1})	
HEAVY HOLE	0.45
LIGHT HOLE	0.21
SPLIT-OFF HOLE	0.12
SPIN-ORBIT SPLITTING (eV)	0.13
(2) SCATTERING PARAMETERS	
ACOUSTIC PHONON SCATTERING PARAMETERS	
LONGITUDINAL SOUND VELOCITY (cm/sec)	5.13×10^5
TRANSVERSE SOUND VELOCITY (cm/sec)	3.10×10^5
DEFORMATION-POTENTIAL CONSTANT (eV): a	2.8
b	1.54
c	4.4
CRYSTAL ELASTIC CONSTANT (dyne/cm ²): C ₁₁	10.22×10^{11}
C ₁₂	5.76×10^{11}
OPTICAL PHONON SCATTERING PARAMETERS	
OPTICAL PHONON ENERGY (meV)	43

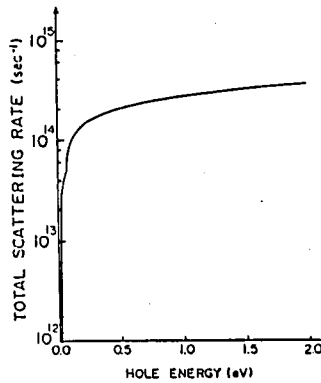


図 4・5. 重い正孔の全散乱確率のエネルギー依存性.

ける実験値¹⁶⁻¹⁸に最も良く一致するように決定した. 図 4・6 は, $p^e = 1.5$, $p^h = 0.5$ とした時の α , β と電界の逆数の関係の計算値を実験値と比較した結果を示す. 当初ケルディッシュ³ は $p \gg 1$ と仮定したが, その後 p は 1 程度の小さい値であることが明らかにされ^{19,20}, また GaAs における α , β の計算値と実験値との比較から $p^e \sim 0.5$ という値²¹が報告されている. ここで決定された p 値はこれらの結果と同程度の値であり, 定量的に妥当であると考えられる. 初期状態を電子および正孔に対してそれぞれ, 伝導帯の Γ 谷の底, 価電子帯の頂点に設定し, 一つのキャリアをこの初期状態に発生してシミュレーションを開始した. そしてこのキャリアが衝突イオン化を起こした後, 次のキ

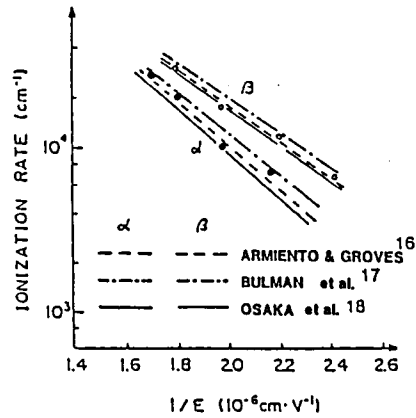


図4・6. $I \propto P$ における α , β の計算値(・, ○)と実験値との比較.

キャリアを初期状態に発生し、シミュレーションを続行した。衝突イオン化は確率過程であるため、計算されたイオン化率は統計的ゆらぎをもっている。そこで一つの電界強度につき40～50個のキャリアを発生させ、これらのイオン化率の平均値として α , β を計算した。図4・7は衝突イオン化の回数 n に対する電子の平均のイオン化率 $\bar{\alpha} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \alpha_i$ の変化を $E = 5.5 \times 10^5 \text{ V/cm}$ の場合について示す。 $n \geq 30$ で α はほぼ一定の値に収束することがわかる。

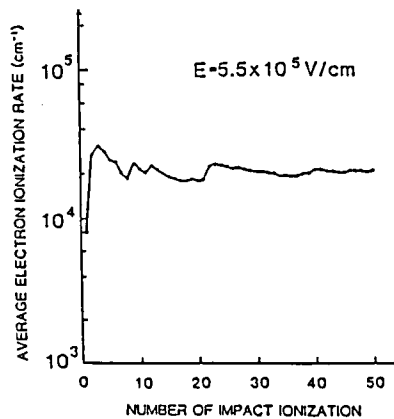


図4・7. 衝突イオン化の回数に対する平均の電子のイオン化率の変化.

4・3節 衝突イオン化過程の解析

本節では、電界強度 E を $1 \times 10^3 \text{ V/cm}$ から $5 \times 10^5 \text{ V/cm}$ までの範囲で変化させ、各々の電界強度におけるキャリアの振舞を詳細に調べることによって、衝突イオン化が起こる過程を解明した。またこの過程に支配的な影響を及ぼす要因を明らかにした。

4・3・1. 電子による衝突イオン化

図4・8に電子のエネルギー分布関数を種々の電界強度に対して示す。これらの分布関数は一万回の散乱の間のエネルギー軌跡から計算したものである。ここで $f(\epsilon)$ は電子がどの谷に属するかを考慮しない場合の分布関数、 $f_{\Gamma}(\epsilon)$ 、 $f_L(\epsilon)$ 、 $f_X(\epsilon)$ は各々 Γ 、 L 、 X 谷に属する電子の分布関数である。また、図4・9は、電子が Γ 、 L 、 X 谷を各々占める確率 σ_{Γ} 、 σ_L 、 σ_X の電界強度依存性を示す。 $E \leq 1 \times 10^4 \text{ V/cm}$ では電子はほとんど Γ 谷を占めているが、約 $1 \times 10^4 \text{ V/cm}$ を超えると、 Γ 谷から L 谷への遷移が急激に起こりはじめる。しかも L 谷の状態密度が Γ 谷よりもはるかに大きいため、 L 谷に遷移した電子は長くこの谷に留まる傾向がある。従って L 谷の占有確率が急速に増大する。更に、 $E \geq 1 \times 10^5 \text{ V/cm}$ になると X 谷にも遷移するようになり、衝突イオン化が実際に観測される $5 \times 10^5 \text{ V/cm}$ では X 電子の分布に高エネルギーのテール(tail)が生じ、このテールの部分で電子のエネルギーが閾値エネルギーを超え、イオン化が可能となることを示している。このように電界が高く、そして電子が高エネルギー状態を占めるようになると、図4・3に示したように当然谷間散乱が急速に効いてくる。そして電界による加速と散乱によるエネルギー損失および運動量ベクトルの乱雑化とが釣り合って、図4・8のような分布が形成される。この図(f)の約1.4 eV以上に見られる高エネルギー・テールは、このエネルギー範囲で L 谷の状態が無くなり谷間散乱が弱まるために、 X 谷の電子が高エネルギー状態に達しやすくなることによって生じる。

図4・10は電子の平均エネルギー $\bar{\epsilon}$ の電界依存性を示す。 $1 \sim 3 \times 10^4 \text{ V/cm}$ での $\bar{\epsilon}$ の急激な増大は、 Γ 谷から L 谷への遷移による L 谷の占有確率の急速な増大に起因する。 $3 \sim 8 \times 10^4 \text{ V/cm}$ で $\bar{\epsilon}$ の増大が緩やかになっているのは、 L 谷に遷移した電子が大きな有効質量を持ち、電界から十分な運動エネルギーを得られないことと、 $L-L$ 間の激しい谷間散乱を受けることの両方のためである。 $E \geq 1 \times 10^5 \text{ V/cm}$ で $\bar{\epsilon}$ が

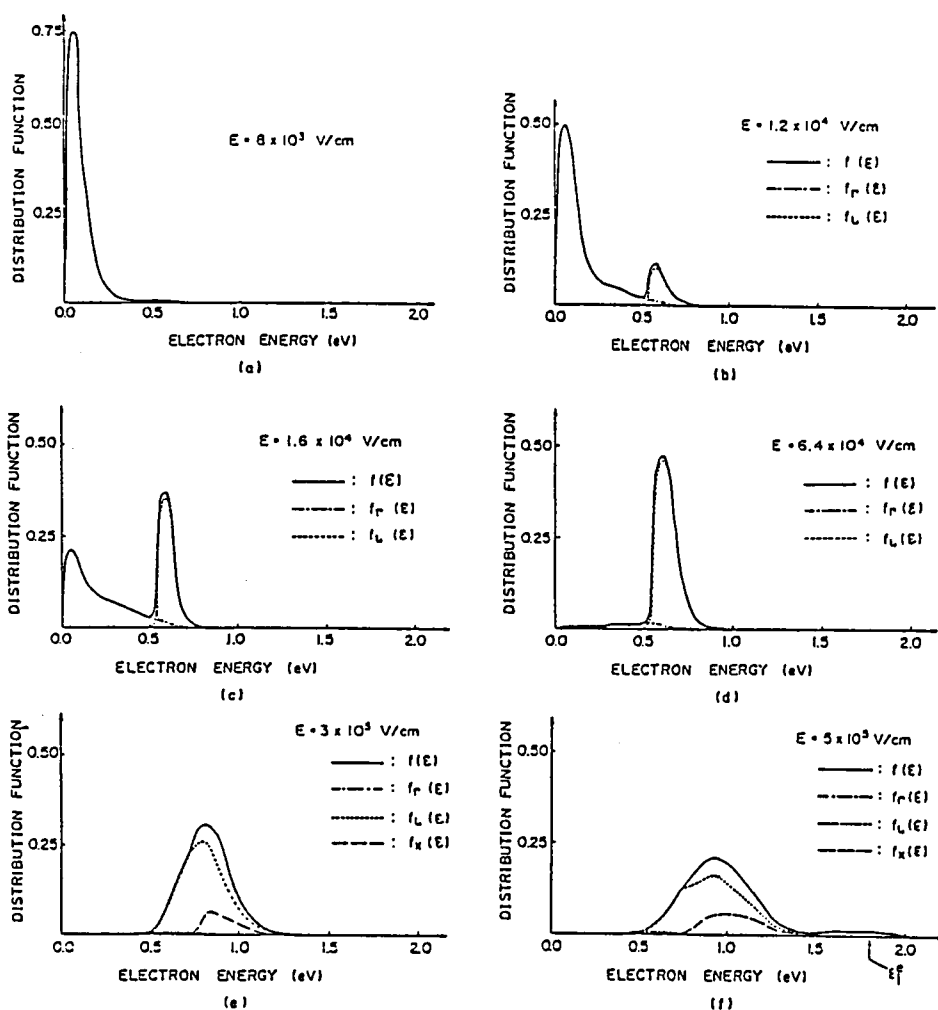


図 4・8. 種々の電界強度における電子のエネルギー-分布関数.

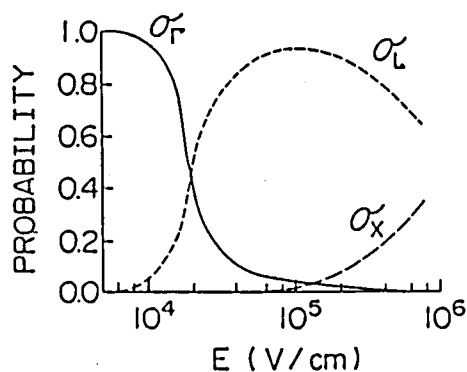


図 4・9. 電子が各々 Γ , L , X 谷を占める確率

σ_{Γ} , σ_L , σ_X の電界強度依存性.

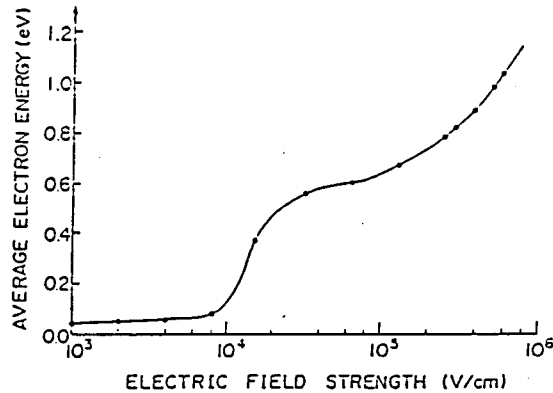


図 4・10．電子の平均エネルギーの電界依存性．

再び急速に増大しているのは、このような強電界による加速が散乱に打ち勝つようになるためである．特に $E \geq 4 \times 10^5 \text{ V/cm}$ では、前述した X 電子の分布にみられる高エネルギー・テールが $\bar{\epsilon}$ を引き上げている．

図 4・11 に三つの電界強度における電子エネルギーの散乱回数に対する変化を示す． $E = 2 \times 10^4 \text{ V/cm}$ では電子は Γ 谷と L 谷とを往復している． $E = 3 \times 10^5 \text{ V/cm}$ では電子は L, X 両谷を占めるようになるが、そのエネルギーは高々 1.1 eV であり、イオン化を起こすには不十分である．ところが $E = 5.5 \times 10^5 \text{ V/cm}$ では、時々発生する高エネルギーのスパイク (s p i k e) において電子は閾値状態に達し、イ

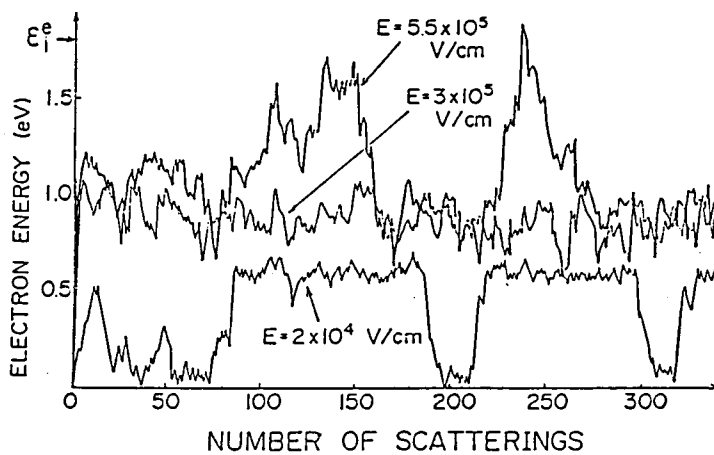


図 4・11．散乱回数に対する電子エネルギーの変化．

オン化を起こす能力を持つようになる。一般に電界領域を運動するキャリアのエネルギーは、電界から得るエネルギーと散乱により失うエネルギーとの釣り合いで決まると考えられているが、この図の $E = 5.5 \times 10^5 \text{ V/cm}$ においてエネルギーが激しく振動していることは、このような高電界では単純なエネルギーの釣り合いだけでキャリアのエネルギーが決まっているわけではなく、谷間散乱の等方性²²からくる運動量ベクトルの乱雑化もエネルギーを抑える大きな要因となっていることを示している。すなわち図4・12はこの電界において (k_x, k_y) 平面に投影された散乱後の k 状態に関する分布を示すが、電子は激しい谷間散乱を受け散乱後の k 状態はブリュアン・ゾーン (Brillouin zone) 全体に分布している。電子の運動量ベクトルは完全に乱雑化されており、電界方向の運動量成分はごくわずかである。そして散乱後の k 状態が正の群速度を持つ場合と負の群速度を持つ場合とが同程度の確率で起こるため、正の群速度を持つ k 状態での自由走行によって得る大きなエネルギーを、負の群速度を持つ k 状態での自由走行で逆に失うことになり、その結果電子のエネルギーが激しく振動するとともに、エネルギーの増大が抑えられることになる。

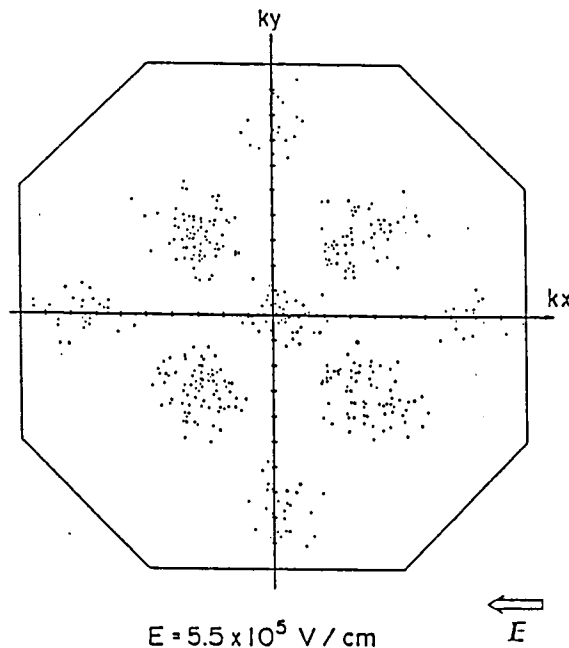


図4・12. (k_x, k_y) 平面に投影された散乱後の電子の k 状態の分布。

以上の考察から、電子によるイオン化の過程に大きな影響を及ぼす要因を次の様にまとめることができる。

- (1) LおよびX谷を占める電子の有効質量が大きいため、電界が非常に強くない限り、電子は電界から十分大きな運動エネルギーを得ることができず、従って高エネルギー状態に達することができない。
- (2) LおよびX谷の状態密度が高く、従って谷間散乱が激しいため、この散乱によるエネルギーの損失と運動量ベクトルの乱雑化が電子エネルギーの上昇を妨げている。
- (3) $\epsilon \geq 1.4$ eVにおいてL谷の状態が無くなることによって谷間散乱が弱まるためこのエネルギー範囲に達した電子が散乱に打ち勝って閾値状態に達し、衝突イオン化を起こすことが容易になる。

4・3・2．正孔による衝突イオン化

正孔による衝突イオン化は、基本的には電子の場合と同様な過程を経て起こるが、価電子帯の構造の特異性を反映して電子とはかなり異なった様子を示す。

図4・13に $E = 2 \times 10^4$ V/cm, 4.5×10^5 V/cm, 5.5×10^5 V/cmでの正孔のエネルギー分布関数、図4・14に正孔の平均エネルギーの電界依存性を示す。図4・8および図4・10に示す電子の場合に比べて、正孔のエネルギーがかなり強電界においてさえ低い値に留まっていることがわかる。電子の場合には、 Γ 谷の有効質量が非常に小さいため 10^4 V/cmの桁の電界で電子は容易にL谷へ遷移できた。

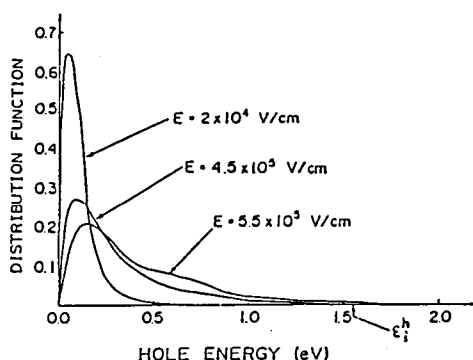


図4・13．種々の電界強度における正孔のエネルギー分布関数。

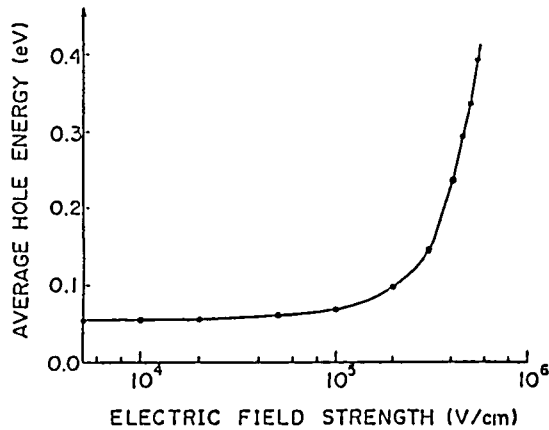


図4・14．正孔の平均エネルギーの電界依存性．

それに対して、正孔の場合 0 eV から重い正孔のバンドが存在しており、重い正孔の有効質量が大きいために電界から大きなエネルギーをもらえないことと、このバンドの状態密度が高いためバンド内散乱が激しいこと、の両方の作用で正孔のエネルギーが低く抑えられる。このバンドの状態密度が大きいことは、正孔が長くこのバンドに留まる傾向にある、つまり占有確率が大きいことを意味する。ところが電界が約 $1 \times 10^5 \text{ V/cm}$ を越えると、正孔エネルギーが増大しはじめ、エネルギー分布に高エネルギー・テールが現われる。シミュレーションによって、このテールが、スプリット・オフ・バンド内での自由走行運動が関与していることが明らかにされる。すなわち、このバンドへの遷移確率は $m_{\text{SO}}^{*3/2} (\epsilon - \Delta_0)^{1/2}$ に比例する。ここで m_{SO}^* はスプリット・オフ・ホールの有効質量である。 $E \leq 1 \times 10^5 \text{ V/cm}$ では、正孔エネルギーがまだ小さく、これと小さな m_{SO}^* とが相まって、このバンドへの遷移確率は非常に小さく、従ってこのバンドの占有確率も約 4% 以下とわずかである。ところが E が約 $1 \times 10^5 \text{ V/cm}$ を越えると、この確率が次第に増加しはじめ、 $E = 5.5 \times 10^5 \text{ V/cm}$ では約 8% となる。図4・15は正孔が各々重い正孔のバンド、軽い正孔のバンド、スプリット・オフ・バンドを占める確率 σ_{HH} 、 σ_{LH} 、 σ_{SO} の電界依存性を示すが、この図から σ_{SO} が電界とともに増大している様子がわかる。そして一旦正孔がこのバンドに遷移すると、次にバンド間散乱によって他のバンドに散乱されるまでの間に、自由走行によって電界から極めて大きな運動エネルギーを得ることができる。というのは、スプリット・オフ・ホールの有効質量が非常に小さいためである。その結果として、図4・13に示すように、エネルギー分布に高エネルギーのテールが生

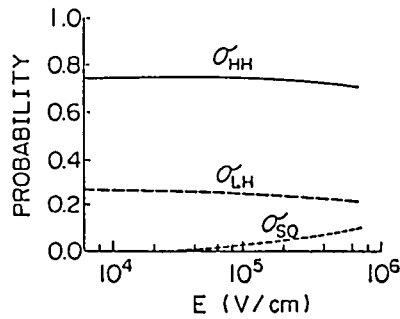


図4・15. 正孔が各々重い正孔のバンド，軽い正孔のバンド，スプリット

・オフ・バンドを占める確率 σ_{HH} ， σ_{LH} ， σ_{SO} の電界依存性.

じ，正孔エネルギーが閾値エネルギーを越え正孔がイオン化を起こす能力を持つようになる。

図4・16は， $E = 2 \times 10^4 \text{ V/cm}$ と $5.5 \times 10^5 \text{ V/cm}$ における正孔エネルギーの散乱回数に対する変化を示すが，二つの電界強度の間のエネルギー変化の違いが明瞭である．また図4・11の $E = 5.5 \times 10^5 \text{ V/cm}$ における電子エネルギーの変化に比べて，同じ電界強度での正孔エネルギーの方がより頻繁にしかもより大きな振幅で振動していることがわかる．これは，電子の場合は有効質量の大きいX谷の中での電子のエネルギー変化を表わしているのに対して，正孔の場合は上述したように，有効質量の小さいスプリット・オフ・バンド内でのエネルギー変化を反映しているためである．勿論電子の場合も，有効質量の小さい Γ 谷での自由走行によって大きな運動エネルギーを得る可能性もあるが，その確率は非常に小さい．というのは，L谷とX谷とを合わせた状態密

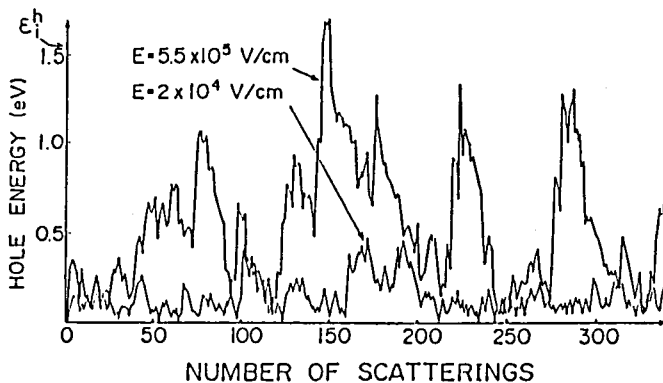


図4・16. 正孔エネルギーの散乱回数に対する変化.

度に比べて、 Γ 谷の状態密度は約 1 eV 以上での高エネルギー状態では圧倒的に低く、従って Γ 谷の占有確率が極めて小さい (1.5 eV で約 2%) ためである。なお図 4・16 の $E = 5.5 \times 10^5 \text{ V/cm}$ において正孔エネルギーが激しく上下している原因は、三つのバンド間の頻繁な散乱によって正孔の運動量ベクトルが完全に乱雑化されているためであり、この事情は電子の場合と同じである。図 4・17 はこの電界強度における (k_x, k_y) 平面に投影された散乱後の k 状態の分布を示しており、運動量ベクトルが乱雑化されている様子がわかる。価電子帯のエネルギーが $|k|$ とともに単調に増加するのを反映して、 k 状態の分布は $k = 0$ を中心に広がっている。

以上の正孔によるイオン化に対する考察から、正孔のイオン化過程に大きく影響する要因をまとめると次のようになる。

- (1) 重い正孔の有効質量が大きいため、電界が 10^5 V/cm の桁にならない限り、正孔が十分大きな運動エネルギーを得ることができない。
- (2) 重い正孔のバンドの状態密度が高く、このバンド内の散乱が激しいため、この散乱によるエネルギー損失と運動量ベクトルの乱雑化が正孔エネルギーの上昇を妨げている。
- (3) スプリット・オフ・ホールの有効質量が小さいために、スプリット・オフ・バンド

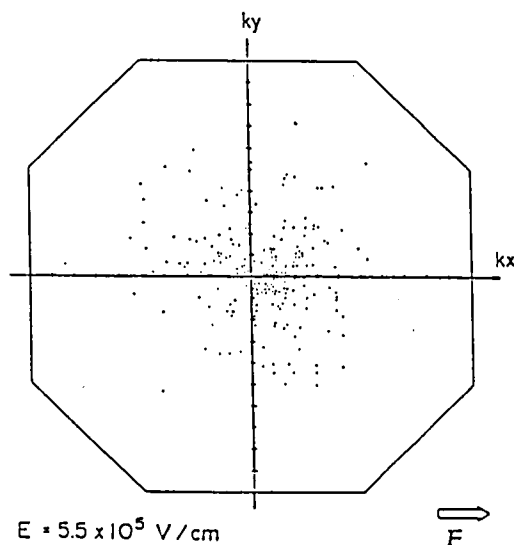


図 4・17. (k_x, k_y) 平面に投影された散乱後の正孔の k 状態の分布。

内の自由走行の過程で、正孔が電界から大きなエネルギーを得て閾値状態に達し、イオン化を起こすことが可能となる。

4・4節 結言

第4章で議論した衝突イオン化過程のモンテカルロ・シミュレーションについて得られた結果をまとめると、次のようになる。

(1) 衝突イオン化が起こる過程は次の様に要約できる。

(a) 電子によるイオン化の場合

電界 E が約 $1 \times 10^4 \text{ V/cm}$ 以上で電子は Γ 谷から L 谷へ遷移するが、 L 谷での電子の大きな有効質量と $L-L$ 間の激しい谷間散乱のために、電子のエネルギーは低く抑えられる。 E が約 $1 \times 10^5 \text{ V/cm}$ を越えるとエネルギーが徐々に増大し、更に上の谷である X 谷にも遷移するようになる。 E が約 $4 \times 10^5 \text{ V/cm}$ 以上で、 L 谷の状態が無くなる約 1.4 eV 以上の高エネルギー状態に X 電子が達するようになると、谷間散乱が弱まるためにエネルギーが急速に上昇し、電子が閾値エネルギーを越えるエネルギーを持つ確率が生じ、イオン化が可能となる。

(b) 正孔によるイオン化の場合

E が約 $1 \times 10^5 \text{ V/cm}$ 以下では、正孔は状態密度の大きい重い正孔のバンドにほとんど留まり、正孔エネルギーも非常に低い。 E が約 $1 \times 10^5 \text{ V/cm}$ を越えると、エネルギーが徐々に増大しはじめ、スプリット・オフ・バンドへの遷移確率が増大する。このバンドに遷移した正孔は、強い電界と小さい有効質量のため自由走行中に大きなエネルギーを得るようになり、イオン化の閾値を越える確率が生じ、イオン化が可能となる。

(2) 衝突イオン化過程に影響を及ぼす要因は次の様に要約できる。

(a) 電子によるイオン化の場合

L および X 谷の電子の有効質量が大きいこと、および L 、 X 間の谷間散乱が激しいことが電子のエネルギーの増大を抑え、従ってイオン化を妨げている。一方、 $\epsilon \geq 1.4 \text{ eV}$ で L 谷の状態が無くなり谷間散乱が弱まることから、電子のエネルギーを急速に増大させ、イオン化を起こしやすくしている。

(b) 正孔によるイオン化の場合

重い正孔の有効質量が大きいことと、重い正孔のバンド内の散乱が激しいことが、正孔エネルギーの増大を抑え、正孔によるイオン化を妨げている。一方、スプリット・オフ・バンド内の自由走行によって有効質量の小さい正孔が電界から大きな運動エネルギーを得ることが、イオン化を起こしやすくしている。

参考文献

1. P.A.Wolff, "Theory of Electron Multiplication in Silicon and Germanium", Phys. Rev., vol.95, pp.1415-1420, 1954.
2. G.A.Baraff, "Distribution Functions and Ionization Rates for Hot Electrons in Semiconductors", Phys. Rev., vol.128, pp.2507-2523, 1962.
3. L.V.Keldish, "Concerning the theory of impact ionization in semiconductors", Sov. Phys. -JETP vol.21, pp.1135-1144, 1965.
4. R.C.Curby and D.K.Ferry, "Impact Ionization in Narrow Gap Semiconductors", phys. stat. sol. (a), vol.15, pp.319-328, 1973.
5. H.Shichijo and K.Hess, "Band-structure-dependent transport and impact ionization in GaAs", Phys. Rev., vol.23, pp.4197-4207, 1981.
6. K.Brennan and K.Hess, "Theory of high-field transport of holes in GaAs and InP", Phys. Rev. B, vol.29, pp.5581-5590, 1984.
7. K.Brennan and K.Hess, "High field transport in GaAs, InP and InAs", Solid-State Electron., vol.27, pp.347-353, 1984.
8. J.R.Chelikowsky and M.L.Cohen, "Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors", Phys. Rev. B, vol.14, pp.556-581, 1976.
9. W.Fawcett, A.D.Broadman, and S.Swain, "Monte Carlo determination of electron transport properties in gallium arsenide", J. Phys. Chem. Solids, vol.31, pp.1963-1990, 1970.
10. E.O.Kane, "Energy band structure in p-type germanium and silicon", J. Phys. Chem. Solids, vol.1, pp.82-99, 1956.
11. M.Costat, C.Jacobini, and L.Reggiani, "Hole Transport in

- Polar Semiconductors", *phys. stat. sol. (b)*, vol.52, pp.461-473, 1972.
12. M.Costat and L.Reggiani, "Scattering Probabilities for Holes I. Deformation Potential and Ionized Impurity Scattering Mechanisms", *phys. stat. sol. (b)*, vol.58, pp.471-482, 1973.
 13. M.Costat and L.Reggiani, "Scattering Probabilities for Holes II. Polar Optical Scattering Mechanism", *phys. stat. sol. (b)*, vol.58, pp.47-54, 1973.
 14. C.L.Anderson and C.R.Crowell, "Threshold energies for electron-hole pair production by impact ionization in semiconductors", *Phys. Rev. B*, vol.5, pp.2267-2272, 1972.
 15. T.P.Pearsall, "Threshold energies for impact ionization by electrons and holes in InP", *Appl. Phys. Lett.*, vol.35, pp.168-170, 1979.
 16. C.A.Armiento and S.H.Groves, "Impact ionization in (100)-, (110)-, and (111)-oriented InP avalanche photodiodes", *Appl. Phys. Lett.*, vol.43, pp.198-200, 1983.
 17. G.E.Bulman, L.W.Cook, M.M.Tashima, and G.E.Stillman, "Determination of impact ionization coefficients in InP by analysis of photomultiplication and noise measurements", *Technical Digest of IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 1981, pp.288-291.
 18. F.Osaka, T.Mikawa, and T.Kaneda, "Impact Ionization Coefficients of Electrons and Holes in (100)-Oriented $Ga_{1-x}In_xAs_yP_{1-y}$ ", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.QE-21, pp.1326-1338, 1985.
 19. J.Y.Tang and K.Hess, "Impact ionization of electrons in silicon (steady state)", *J. Appl. Phys.*, vol.54, pp.5139-5144, 1983.

20. J.Y.Tang and K.Hess, "Theory of hot electron emission from silicon into silicon dioxide", J. Appl. Phys., vol.54, pp.5145-5151, 1983.
21. G.E.Bulman, V.M.Robbins, K.F.Brennan, K.Hess, and G.E.Stillman, "Experimental Determination of Impact Ionization Coefficients in (100)GaAs", IEEE Electron Dev. Lett., vol. EDL-4, pp.181-185, 1983.
22. E.M.Conwell, Solid State Physics, New York: Academic Press, 1967, Suppl.9, chap.III.

第5章 モンテカルロ・シミュレーションによるイオン

化率の結晶方位依存性と組成比依存性の解析

5・1節 緒言

第2章では、InPにおけるイオン化率が、液体窒素温度から室温までの低温領域において結晶方位依存性を持たないことを実験的に示した。また、第3章では、 $Ga_{1-x}In_xAs_yP_{1-y}$ におけるイオン化率の組成比依存性・温度依存性の測定値から、混晶散乱がイオン化率に大きな影響を及ぼしていると考えられることを指摘した。本章では、これらの実験結果を、第4章に示したモンテカルロ・シミュレーションを用いて理論的に解析する。

5・2節では、まず、 $\langle 100 \rangle$ と $\langle 111 \rangle$ の両結晶方位をもつInPにおける電子のイオン化率のシミュレーションを77 Kから300 Kまでの低温領域において行ない、計算値が実験値に良く一致することを示した。次に、電界を $\langle 100 \rangle$ 方向に印加した場合のバリスティックな電子の運動に着目し、この電子による衝突イオン化の確率を実際に計算することにより、イオン化率に結晶方位依存性が生じない原因を明らかにした。

5・3節では、モンテカルロ・シミュレーションをGaInAsPにおけるイオン化率の計算に拡張し、散乱機構として混晶散乱を考慮しない場合と考慮した場合の両方に対し、電子および正孔のイオン化率の組成比依存性を計算した。この結果から、イオン化率の組成比依存性を決定している要因を明確にするとともに、混晶散乱がイオン化率を大きく低下させる働きをしていることを示した。

本章での解析は、イオン化率の理論解析手法としてのモンテカルロ・シミュレーションの有効性を示すとともに、化合物および混晶半導体におけるイオン化率を定量的に取り扱うことを可能とするものである。

5・2節 InP半導体におけるイオン化率の結晶方位依存性の解析

イオン化率の結晶方位依存性の有無から衝突イオン化過程に支配的な影響を及ぼしている要因を明らかにすることは、2・5節に述べたように、電子のイオン化率を解析することによって達成される。そこで本節では、電子のイオン化率 α に着目し、結晶方位として $\langle 100 \rangle$ と $\langle 111 \rangle$ の二つを選び、それぞれの結晶方位に対する α を77 Kから

300 Kまでの低温領域において計算した。

両結晶方位に対するシミュレーションは、散乱と散乱の間の電界による加速運動がもたらす電子の波数ベクトルの変化の方向を変えることによって行なわれる。つまり、加速運動の始状態および終状態の波数ベクトルを各々 $k^i = (k_x^i, k_y^i, k_z^i)$, $k^f = (k_x^f, k_y^f, k_z^f)$ とし、この間の自由走行時間を Δt 、電界強度を E とすると、両結晶方位に対してベクトル k^f は次のように与えられる。

<100>方位に対して；

$$\left. \begin{aligned} k_x^f &= k_x^i + \frac{qE}{\hbar} \Delta t \\ k_y^f &= k_y^i \\ k_z^f &= k_z^i \end{aligned} \right\} \quad (5 \cdot 1)$$

<111>方位に対して；

$$\left. \begin{aligned} k_x^f &= k_x^i + \frac{qE}{\sqrt{3}\hbar} \Delta t \\ k_y^f &= k_y^i + \frac{qE}{\sqrt{3}\hbar} \Delta t \\ k_z^f &= k_z^i + \frac{qE}{\sqrt{3}\hbar} \Delta t \end{aligned} \right\} \quad (5 \cdot 2)$$

シミュレーションに用いられるパラメータの中で温度依存性が最も強いのは、フォノン数 $N_q = 1 / \{ \exp(\hbar\omega/kT) - 1 \}$ (ω はフォノンの角周波数) であるので、 N_q の温度依存性を考慮して低温領域のシミュレーションを行なった。図5・1は、シミュレーションで与えた300 Kと77 Kでの Γ 、L、X電子の全散乱確率のエネルギー依存性を示す。温度低下とともに N_q は急激に減少し、それに伴い、フォノン散乱確率も、フォノン放出過程に対して $\lambda_{em} \propto (N_q + 1)$ 、フォノン吸収過程に対して $\lambda_{ab} \propto N_q$ に従って減少するので、イオン化が起こりやすくなりイオン化率が増大する。このような温度依存性を与えて計算した両結晶方位における α と電界の逆数の関係を温度をパラメータとして示すと、図5・2の●のようになる。実線は実験結果である。この図から、 α の計算値は実験値と比較的良く一致しており、シミュレーションからも α の結晶方位依存性が存在しないことが示された。

室温および低温において α の結晶方位依存性が現われない理由は、以下のように説明される。電界を<100>方向に印加した場合を考える。電子は、初期状態である Γ 谷の底から出発して<100>方向に加速される。そこで Γ 点から出発した電子が最初の散

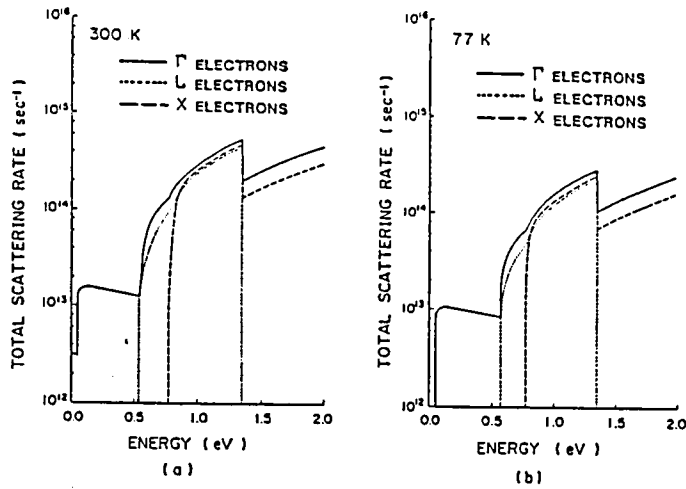


図 5・1. 電子の全散乱確率のエネルギー依存性.

(a) 300 K (b) 77 K

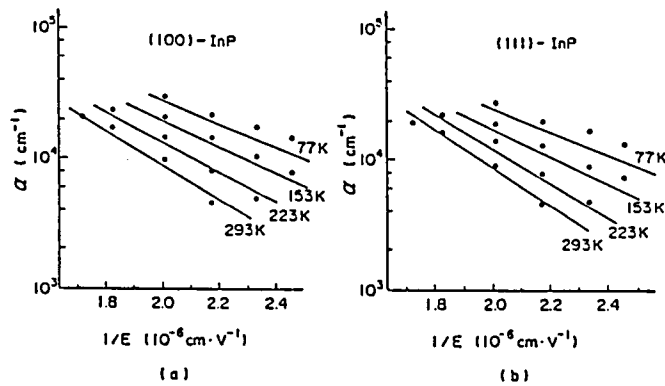


図 5・2. 電子のイオン化率の計算値 (•) と実験値 (実線) との比較.

(a) (100)-InP (b) (111)-InP

乱を受けるまでに得たエネルギーを ϵ とし, ϵ に関する分布関数を $f(\epsilon)$ とする. $f(\epsilon)$

はシミュレーションの中で, 多数個の電子を Γ 点で発生させ, 例えば k 番目の電子に対して一個の擬似乱数を与えてエネルギー ϵ_k を計算し, ϵ_k に関する分布をとることによって求められる. こうして得た分布関数を電界強度をパラメータとして 300 K と 77 K に対して図示すると図 5・3 のようになる. この図で $0.6 \text{ eV} \leq \epsilon \leq 1.2 \text{ eV}$ において $f(\epsilon)$ が大きな値を示しているが, これは, このエネルギー範囲において L 及び X 谷の状態密度が高いために谷間散乱が頻繁に起こり, バリスティックに走行する電子が散乱を受けやすいことを示している. また 300 K に比べて 77 K の方が分布が高エネルギー

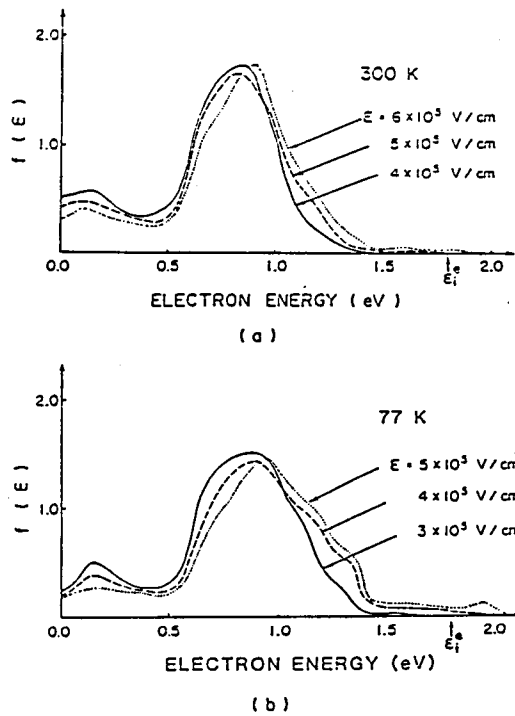


図5・3. バリスティック電子が最初に散乱を受けるまでに得るエネルギーに関する分布関数. (a) 300 K (b) 77 K

ー側に寄っているのは、77 Kで散乱確率が減少するのに対応して、電子がより高エネルギー状態にまでバリスティックに到達できるためである。これらの分布から、電子がバリスティックにイオン化の閾値に到達する確率 $P(\epsilon \geq \epsilon_i^e) = \int_{\epsilon_i^e}^{\infty} f(\epsilon) d\epsilon$ が計算できる。この確率を電界強度の関数として300 Kと77 Kに対して図示すると図5・4のようになる。実際的な電界強度の範囲で、この確率は300 Kで1%以下、77 Kでも2%以下にすぎないことがわかる。しかも、このようにバリスティックに閾値状態に到達した電子がすべてイオン化を起こすわけではなく、イオン化が起こるためには、閾値状態においてフォノン散乱を免れなければならない。シミュレーションでは、閾値状態に達した電子のうち300 Kにおいて約1%、77 Kでは約2.5%の電子がイオン化を起こすことを明らかにしている。これらの値は、 ϵ_i^e 以上のエネルギーにおけるイオン化確率とフォノン散乱確率との比で決まる。そうすると、バリスティックに閾値に達し、しかもそこでイオン化を起こす電子の確率は300 Kで約0.01%以下、77 Kでも0.05%以下にすぎず、99.9%以上の電子は、そういうイオン化を起こす以前に谷間散乱によ

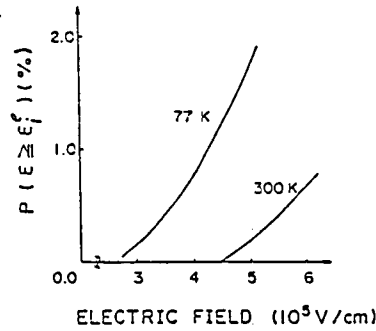


図 5・4. 電子がポリスティックにイオン化の

閾値状態に到達する確率と電界強度の関係。

てしまたはX谷の他のk状態に遷移してしまう。谷間散乱の等方性によって、散乱後のk状態はブリュアン・ゾーン全体にわたって分布する。つまり、ポリスティックに走行している間に持っていた電界方向の運動量成分は散乱によって完全に失われてしまい、その後の電子の運動は、電界がどの方向に印加されているかに依存しなくなり、そのため α の異方性は実際には現われないことになる。

ポリスティック電子に対する最大の散乱確率は図5・1から、300 Kで $1/\tau = 4 \sim 5 \times 10^{14} \text{ s e c}^{-1}$ 、77 Kで $1/\tau = 2 \sim 3 \times 10^{14} \text{ s e c}^{-1}$ であり、カバツンら¹が α の結晶方位依存性を説明するために与えた $1/\tau \leq 1 \times 10^{14} \text{ s e c}^{-1}$ に比べて二倍から数倍大きい。従ってこれらの散乱確率から得られる散乱時間は300 Kで $\tau = 2 \sim 2.5 \times 10^{-15} \text{ s e c}$ 、77 Kでも $\tau = 3 \sim 5 \times 10^{-15} \text{ s e c}$ となり、ポリスティック時間 $t_b \sim 4 \times 10^{-14} \text{ s e c}$ に比べて一桁程度短い。つまり、 $\tau \ll t_b$ であるためにポリスティック電子のイオン化への寄与が無視できる程小さく、それよりも、電界に対抗してイオン化を妨げる働きをする頻繁な散乱がイオン化過程に決定的な影響を及ぼしていることが明らかである。

なお、従来のイオン化率の理論の中で重要な位置を占めているショックレー²のラッキー電子モデルでは、比較的低電界の領域において、散乱を全く免れた電子、ここでいうポリスティック電子がイオン化に重要な役割を果たす、とされてきたが、シミュレーションはこのモデルの妥当性に問題があることを示している。というのは、図5・4に示すように、電界が弱くなる程ポリスティックにイオン化の閾値状態に到達する確率が減少し、

バリスティック電子のイオン化への寄与は逆に小さくなるからである。電界が弱くなると、電子が電界から得る運動エネルギーは小さく、そのためバリスティックに閾値状態に到達しにくくなって、散乱の影響を受けやすくなる。従って電界の減少とともにイオン化過程に及ばず散乱の効果がより支配的となると考えるべきである。

5・3節 $Ga_{1-x}In_xAs_yP_{1-y}$ 半導体におけるイオン化率の組成比依存性の解析

本節では、モンテカルロ・シミュレーションを $GaInAsP$ 半導体におけるイオン化率に拡張してイオン化率の組成比依存性を解析し、混晶中のイオン化率を決定している要因を解明した。以下では、第3章で明らかにした、イオン化率に影響を及ぼす混晶固有の散乱が混晶散乱であると仮定した。

5・3・1. 混晶散乱を考慮しない場合の組成比依存性

まず、 $GaInAsP$ 混晶において、混晶散乱が存在しないとした場合の α , β の組成比依存性を計算し、実験値と比較した。この場合の α , β は、 InP に対して行なったシミュレーションで用いた物理定数に y 依存性を与えることによって計算される。各定数に対して与えた y 依存性を表5・1に示す。これらの y 依存性は、 InP ($y=0$) と $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ ($y=1$) の間を線形的に内挿したものである。表中に示した定数以外は y 依存性を持たないと仮定した。 $GaInAs$ におけるイオン化の閾値エネルギー

表5・1. $Ga_{1-x}In_xAs_yP_{1-y}$ における α , β のシミュレ

- ションに用いた物理定数の組成比依存性。

IONIZATION THRESHOLD ENERGY (eV): FOR ELECTRONS $\epsilon_i^* = 1.80-0.80y$
FOR HOLES $\epsilon_h^* = 1.60-0.60y$

SOUND VELOCITY (10^5 cm/sec): $v_s = 5.13-0.31y$

STATIC DIELECTRIC CONSTANT: $\epsilon_0 = 12.35+1.25y$

OPTICAL DIELECTRIC ONSTANT: $\epsilon_\infty = 9.52+1.84y$

SPIN-ORBIT SPLITTING (eV): $\Delta_0 = 0.13+0.243y$

Γ -X VALLEY SEPARATION (eV): $\Delta \epsilon_{\Gamma-X} = 0.775+0.275y$

DENSITY (gr/cm³): $\rho = 4.787+0.804y$

EFFECTIVE MASS OF THE Γ VALLEY: $m_{\Gamma}^* = (0.08-0.034y)m_0$

は、アンダーソンとクロウェル³による図示的方法を用いて $\epsilon_i^e = \epsilon_i^h = 1.0 \text{ eV}$ とした。(4・4)式で示した衝突イオン化の確率の表式中に含まれる比例定数 p の y 依存性は次のように与えた。 p 値はキャリアがイオン化の閾値に達した時に、その状態でどの程度衝突イオン化を起こしやすいかを表わす量であり、衝突イオン化の起こしやすさは、閾値近傍の状態にキャリアが留まりうる時間的な長さ、つまり状態の占有確率で決定されると考えられる。占有確率は状態密度に比例するので、 p 値は $\epsilon = \epsilon_i$ での全状態密度 $\rho(\epsilon_i)$ に比例すると仮定した。つまり、第3章においてすでに決定した InP での p 値を p_{InP} とすると、ある組成比 y をもつ GaInAsP での p を $p(y) = p_{\text{InP}} \cdot \rho\{\epsilon_i(y)\} / \rho\{\epsilon_i(0)\}$ で与えた。ここで $\epsilon_i(0)$ 、 $\epsilon_i(y)$ は各々 InP 、 $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ におけるイオン化の閾値エネルギーである。

図5・5の○、△、□および細線は、 $y = 0, 0.28, 0.39, 0.70$ の三種類の GaInAsP において、シミュレーションから求めた α 、 β と $1/E$ の関係を示す。ここで (a) は α と $1/E$ 、(b) は β と $1/E$ の関係を表わす。この図では、比較のためにすでに実験的に得られた α 、 β と $1/E$ の関係を太線で示した。図5・6は $E = 4.5$

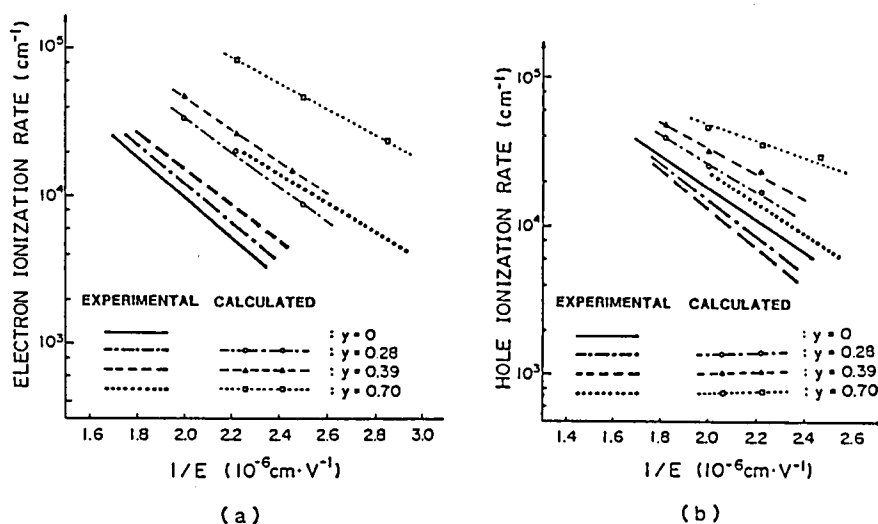


図5・5. 混晶散乱を考慮しない場合の GaInAsP 混晶半導体における α 、 β と $1/E$ の関係の計算値 (○、△、□ と細線) と実験値 (太線) との比較。(a) は α と $1/E$ 、(b) は β と $1/E$ の関係。

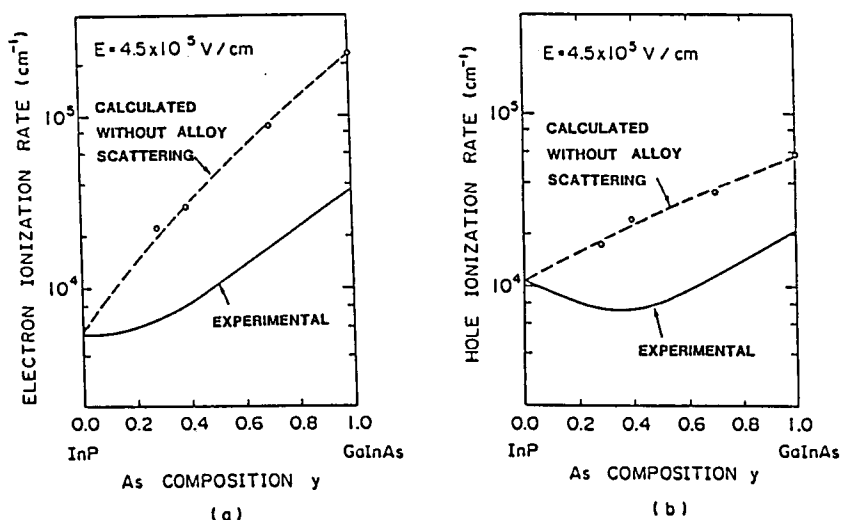


図5・6. $4.5 \times 10^5 \text{ V/cm}$ の電界強度における α 、 β の組成比依存性に関する計算値(破線)と実験値(実線)との比較。(a)は α と y 、(b)は β と y の関係を示す。

$4.5 \times 10^5 \text{ V/cm}$ での α 、 β の組成比依存性の計算値(破線)と実験値(実線)との比較を示す。(a)は α と y 、(b)は β と y の関係を表わす。これらの図から明らかなように、混晶散乱を考慮しない場合の計算値は実験値に比べて大きすぎ、実験的な α 、 β の組成比依存性を説明できない。

図5・6から、 α の計算値が β のそれに比べてはるかに強い y 依存性を持っていることが明瞭であるが、その原因は、第一に電子と正孔とのエネルギー分布関数の違い、第二に電子と正孔とに対する散乱確率の y 依存性の違い、にあることを以下に示す。まず第一の原因について述べる。すでに4・3節において、InP中の電子および正孔のエネルギー分布関数の形を図4・8と図4・13に示した。そこでは、電界強度が約 $1 \times 10^5 \text{ V/cm}$ 以上で、電子は状態密度の高い Γ およびX谷を占めるために、エネルギー分布関数が高いエネルギー範囲においても比較的大きな値をもつものに対して、正孔は小さい確率でスプリット・オフ・バンドに遷移し、そこで大きなエネルギーを得るが、状態密度が低いため高エネルギー状態に長く留まらず、正孔のエネルギー分布関数が高いエネルギーの範囲で非常に小さい値となることを示した。このような電子と正孔とのエネルギー分布関数の違いは、GaInAsP混晶においても基本的にあてはまる。図5・7は、混晶散乱

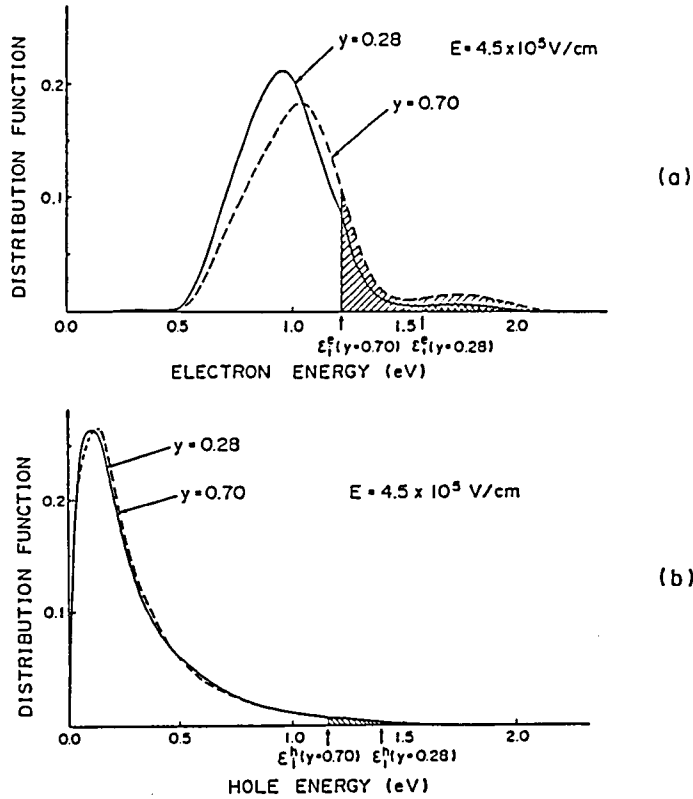


図 5・7. 混晶散乱を考慮しない場合の二種類の G a I n A s P 混晶中の電子および正孔のエネルギー-分布関数. (a) は電子, (b) は正孔の分布関数を示す. 斜線は閾値エネルギー-以上のエネルギー-範囲の分布関数を表わす.

が無いとした場合の $y = 0.28$ と 0.70 の二種類の G a I n A s P における電子および正孔のエネルギー-分布関数 $f_e(\epsilon, y)$, $f_h(\epsilon, y)$ を示す. (a) は電子, (b) は正孔の分布関数である. この図の斜線を施した部分は, 閾値エネルギー-以上のエネルギー-における分布関数を表わす. 電子の場合は y の増加に伴って積分値 $\int_{\epsilon_i}^{\infty} f_e(\epsilon, y) d\epsilon$ が增大する割合が大きいのに対し, 正孔の場合 $\int_{\epsilon_i}^{\infty} f_h(\epsilon, y) d\epsilon$ が增大する割合が電子に比べて明らかに小さい. イオン化率の大きさはこの積分値に対応するから, 両者の分布関数の形の差異がイオン化率の組成比依存性の違いに現われる. 次に, 第二の原因について述べる. 衝突イオン化が起こるような高電界領域では, 電子に対して Γ , L , X 間の谷間散乱が最も有効に衝突イオン化を妨げる働きをしていることを第 4 章で述べた. 電子に対する谷間散乱の確率は, 伝導帯の構造およびイオン化の閾値エネルギー-に強く依存

し、ある谷 j への谷間散乱を考えると、この確率 $\lambda_j(\epsilon)$ は谷 j の底と Γ 谷の底とのエネルギー差 Δ_j が小さく、 ϵ_j^e が大きい程高い。つまり、 $\lambda_j(\epsilon)$ は $(\epsilon - \Delta_j \pm \hbar\omega_j)^{1/2}$ (ω_j は谷 j への散乱に介在するフォノンの角周波数) に比例する⁴ ので、 Δ_j が小さく ϵ_j^e が大きくなる程、 $0 \leq \epsilon \leq \epsilon_j^e$ のエネルギー範囲で電子が受ける谷間散乱の回数が増え、それだけ α の値が低く抑えられる。InP と $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ における $\langle 100 \rangle$ および $\langle 111 \rangle$ 軸方向のエネルギー帯構造と ϵ_j^e とを比較して示すと、図 5・8 のようになる。GaInAsP 混晶は両者の中間の値を持つと考えられる。この図からわかるように、 y が増加するのに伴って、 Γ -L、 Γ -X 間のエネルギー差はやや増大する傾向にある上に、 ϵ_j^e は減少するので、谷間散乱の影響が急速に弱まる。このことが α の強い y 依存性をもたらす。一方正孔に対する散乱確率は、価電子帯の構造が組成比によってほとんど変化しないことに対応して、 y の増加に伴って電子の散乱確率のような割合では減少しない。しかも、散乱確率の正孔エネルギー依存性は図 4・5 に示したように、電子の場合に比べて非常に弱い。従って y の増加とともに閾値エネルギーが減少したとしても、 $0 \leq \epsilon \leq \epsilon_j^h$ のエネルギー範囲で正孔が受ける散乱の回数が減少する割合が小さく、そのために β の y 依存性が弱くなる。

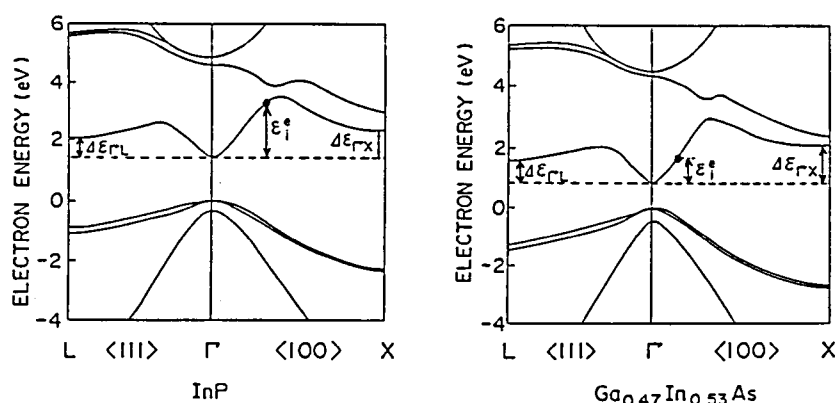


図 5・8. InP と $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ における $\langle 100 \rangle$ および $\langle 111 \rangle$ 軸方向のエネルギー帯構造と電子の閾値エネルギー ϵ_j^e .

5・3・2. 混晶散乱を考慮した場合の組成比依存性

次に、混晶散乱を考慮に入れてGaInAsPにおける α , β のシミュレーションを行なった。混晶散乱確率の表式は、リトルジョン(Littlejohn)ら⁵に従って次式のように与えた。

$$\lambda_{\text{alloy}}(\epsilon) = \frac{3\sqrt{2}\pi m^*{}^3/2}{16\hbar^4} \Omega (\Delta U)^2 \sigma(\epsilon) \frac{d\sigma(\epsilon)}{d\epsilon} \quad (5 \cdot 3)$$

ここで Ω は単位胞の体積であり、 $\sigma(\epsilon)$ は $\sigma(\epsilon) = \epsilon(1 + \gamma\epsilon)$ (γ はバンドの放物線性からのずれの大きさを示す定数)で与えられる。 ΔU は散乱ポテンシャルと称し、不規則な原子配列によって生じる原子ポテンシャルの空間的なゆらぎの大きさを表わす。これまで散乱ポテンシャルとして、混晶を構成する二つの母結晶間の禁制帯幅の差^{6,7}、電子親和力の差⁸、あるいはフィリップス(Phillips)の電気陰性度の差^{5,9-11}等の多くのモデルが提案されてきた。しかし現在、どのモデルを用いるのが最も良いのかは明らかでない。従ってここでは、 ΔU は可変パラメータとして扱い、各GaInAsP混晶において計算された α , β が実験的に求められた値に最も良く一致するように ΔU の値を決定した。

図5・9に、このようにして計算した α , β と電界の逆数の関係を実験値と比較した図を示す。ここで(a)は α と $1/E$, (b)は β と $1/E$ の関係を表わす。●, ▲, ■, ▼は計算値、各線は実験値である。図5・10は計算に用いた電子および正孔に対する散乱ポテンシャル ΔU_e , ΔU_h の組成比依存性である。これまで、GaInAsP中の低電界移動度の組成比依存性および温度依存性に関する計算値と実験値との比較から、 ΔU_e , ΔU_h の y 依存性を導いたいくつかの結果¹²⁻¹⁵が報告されている。これらの ΔU_e , ΔU_h の値は0.4~0.7 eVであり、ここで使用した散乱ポテンシャルは報告されている値と良い一致を示している。このことから、シミュレーションに用いた混晶散乱確率は妥当であると考えられる。

本節での解析で明らかのように、混晶散乱がGaInAsP混晶におけるイオン化率を大きく低下させる働きをしている。従ってIII-V族の混晶半導体を用いたAPDにおいては、混晶散乱の効果を無視できず、そのイオン化率比の設計に当たって、混晶散乱がイオン化率に及ぼす影響を正確に考慮に入れる必要がある。また以上の解析を通じて、

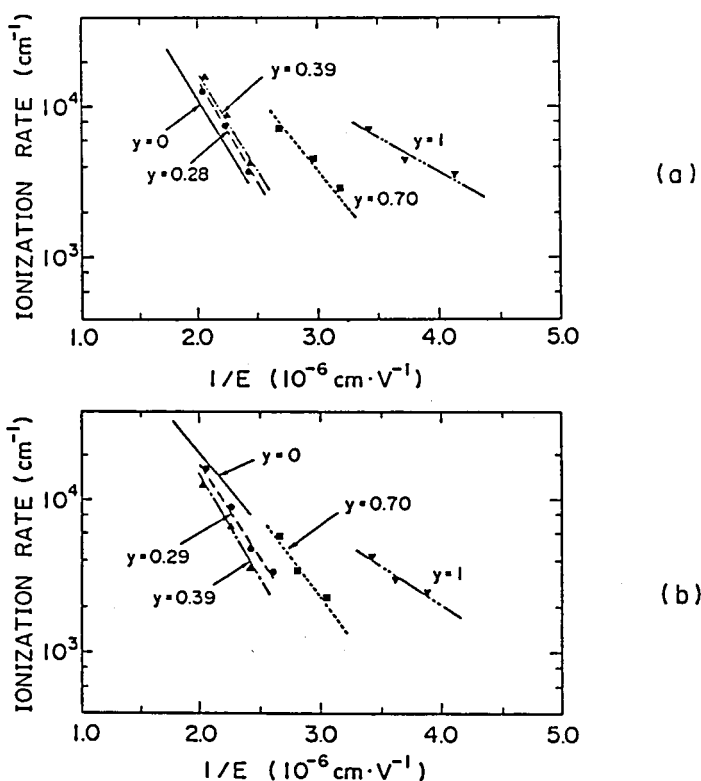


図5・9. GaInAsPにおける α , β と $1/E$ の関係の計算値と実験値との比較. (a) は α と $1/E$, (b) は β と $1/E$ の関係を示す. ●, ▲, ■, ▼ は混晶散乱を考慮した場合の計算値, 各線は実験値を表わす.

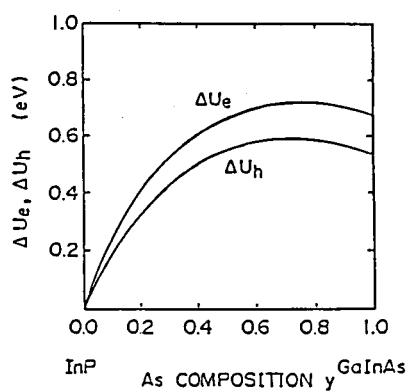


図5・10. 計算に用いた電子および正孔に対する散乱ポテンシャル ΔU_e , ΔU_h の組成比依存性.

図3・9または図3・10に示した実験的なイオン化率の組成比依存性を決定している要因が明確となる。すなわち、 y の増加とともに電子および正孔に対するイオン化の閾値エネルギーが減少することが衝突イオン化の確率を増大させ、 α 、 β の両方を増大させる要因となる。 α の場合、この要因以外に5・3・1節ですでに述べた要因が加わって、 β に比べてより大きな割合で y とともに増大する。これに対して、混晶散乱が電子および正孔による衝突イオン化を妨げる働きをし、 α と β の両方を減少させる。実験的な α 、 β の y 依存性は、これらの α 、 β を増加または減少させようとする効果が互いに相殺される結果として現われる。すなわち、 α が y に対して単調に増大しているのは、混晶散乱による減少の効果以上に α を増大させようとする要因が強く働くためである。但し、 $0 \leq y < 0.4$ では混晶散乱の相対的に大きな影響を受けるので α の増大の割合は小さい。一方 β が $0 < y \leq 0.7$ の範囲でInP中の β より小さくなっているのは、逆に混晶散乱による減少の効果の方が β を増大させようとする傾向を上回るためである。

5・4節 結言

第5章で議論したモンテカルロ・シミュレーションによるイオン化率の結晶方位依存性と組成比依存性の解析に関する結果をまとめると、次の様に示される。

(1) InPにおけるイオン化率の結晶方位依存性に関して：

電子のイオン化率に結晶方位依存性が生じない原因は、電界方向にバリスティックに走行する電子がイオン化を起こす確率が300Kで0.01%以下、77Kでも0.05%以下と極めて小さく、實際上このような確率は無視できることにあること、そして結晶方位によってエネルギー帯構造が異なる効果はイオン化過程にほとんど影響せず、それよりもイオン化を妨げる頻繁な谷間散乱がイオン化過程に支配的な影響を及ぼしていること、を理論的に明らかにした。

(2) GaInAsPにおけるイオン化率の組成比依存性に関して：

- (a) イオン化率に影響を及ぼす混晶固有の散乱機構の実体は混晶散乱であると仮定し、混晶散乱を考慮しない場合と考慮した場合の両方に対して α 、 β のAs組成比(y)依存性を計算した。その結果、混晶散乱がGaInAsP中でキャリアの衝突イオン化を妨げ、 α 、 β の両方を大きく減少させる働きをしていることを明らかにした。
- (b) y の増加に対して α 、 β を増大させている要因を明らかにした。すなわち、 y の

増加とともに禁制帯幅が減少し、それによって電子および正孔に対するイオン化の閾値エネルギーが減少することが、 α と β の両方の指数関数的増大をもたらす。電子の場合、この要因に加えて、 y の増加につれて急速に谷間散乱の影響が弱まることと、電子のエネルギー分布関数が高いエネルギー範囲において比較的大きい値を持っているために電子による衝突イオン化の確率が y とともに急速に大きくなること、の二つの要因によって、 β に比べて α がより強い y 依存性を持つことを示した。

(c) 実験的な α 、 β の y 依存性は、(b)に述べた要因によって α 、 β を増大させようとする傾向と、混晶散乱によって減少させようとする傾向とが相殺しあう結果として現われることを示した。つまり、 α が y に対して単調に増大するのは、混晶散乱が α を減少させる以上に α を増大させようとする要因が強く働くためであるのに対して、 β が $0 < y \leq 0.7$ においてInPにおける β より小さくなるのは、 β を増大させようとする傾向が弱く、混晶散乱による β の減少の割合の方がこの増大の傾向を上回るためであることを示した。

参考文献

1. F.Capasso, R.E.Nahory, and M.A.Pollack, "Hot electron dynamics in GaAs avalanche devices: Competition between ballistic behavior and intervalley scattering", Solid-State Electron., vol.22, pp.977-979, 1979.
2. W.Shockley, "Problems related to p-n junctions in silicon", Solid-State Electron., vol.2, pp.35-67, 1961.
3. C.L.Anderson and C.R.Crowell, "Threshold energies for electron-hole pair production by impact ionization in semiconductors", Phys. Rev. B, vol.5, pp.2267-2272, 1972.
4. E.M.Conwell, Solid State physics, New York, Academic Press, 1967, Suppl.9, chap.III.
5. M.A.Littlejohn, J.R.Hauser, T.H.Glisson, D.K.Ferry, and J.W.Harrison, "Alloy scattering and high field transport in ternary and quaternary III-V semiconductors", Solid-State Electron., vol.21, pp.107-114, 1978.
6. H.Brooks, Advances in Electronics and Electron Physics, vol.7, L.Marton, ed., Academic Press, New York, 1955, pp.85-182.
7. L.Makowsky and M.Glicksman, "Disorder scattering in solid solutions of III-V semiconducting compounds", J. Phys. Chem. Solids, vol.34, pp.487-492, 1973.
8. J.W.Harrison and J.R.Hauser, "Theoretical calculations of electron mobility in ternary III-V compounds", J. Appl. Phys., vol.47, pp.292-300, 1976.
9. J.A.Van Vechten and T.K.Bergstresser, "Electronic structure of semiconductor alloys", Phys. Rev. B, vol.1, pp.3351-3358, 1970.
10. F.Osaka, T.Sugano, Y.Okabe, and Y.Okada, "Scattering of

Electrons by Potential Clusters in Ternary Alloy Semiconductors", Jpn. J. Appl. Phys., vol.15, pp.2371-2380, 1976.

11. A.Sasaki, "Theory for electron mobility in ternary mixed semiconductors", Jpn. J. Appl. Phys., vol.17, Suppl.17-1, pp.161-166, 1978.
12. J.H.Marsh, P.A.Houston, and P.N.Robson, "Compositional dependence of the mobility, peak velocity and threshold field in $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ ", Inst. of Phys. Conf. Ser., no.56, Bristol, 1981, pp.621-630.
13. J.D.Oliver and L.F.Eastman, "Liquid phase epitaxial growth and characterization of high purity lattice matched $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ on $\langle 111 \rangle \text{B InP}$ ", J. Electron. Mater., vol.9, pp.693-712, 1980.
14. Y.Takeda, GaInAsP Alloy Semiconductors, T.P.Pearsall, ed., John Wiley & Sons, New York, 1982, chap.9.
15. J.R.Hayes, A.R.Adams, and P.D.Greene, GaInAsP Alloy Semiconductors, T.P.Pearsall, ed., John Wiley & Sons, New York, 1982, chap.8.

6・1節 緒言

光吸収領域とキャリア増倍領域とを分離した構造をもつ InP/GaInAsP/GaInAs APD¹⁻³ は、実用化素子であるゲルマニウム APD⁴⁻⁷ に比べて高感度・高速であり、 $1\mu\text{m}$ 帯光通信用受光素子として最も優れた性能を持っている^{2,3,8}。この APD では、禁制帯幅の狭い GaInAsP 層および GaInAs 層で発生するトンネル電流⁹⁻¹² を十分小さくするために、低い電界がこれらの層に印加されるように設計されている。更に、InP/GaInAsP/GaInAs へテロ界面に存在する大きな電位障壁によって引き起こされるキャリアのパイル・アップ (pile-up, 図 6・1 参照)¹³ を低減し、応答特性を改善するために、InP と GaInAs との間に GaInAsP 薄層が挿入されている¹⁴⁻¹⁷。こうして、InP/GaInAsP/GaInAs APD は、低暗電流・高増倍率で高速の性能を持つに至った。ところが、APD の受信感度に最も大きな影響を与えるアバランシェ増倍に伴う過剰雑音に対しては、これまで厳密な設計は行なわれていなかった。そして、発生するトンネル電流が十分小さくなる程度の低い電界が GaInAsP 層および GaInAs 層に印加されていることから、過剰雑音はこれらの層では発生せず、キャリア増倍領域と称されている InP 層でのみ発生するものと考えられてきた。しかしそれは詳しい考察に基いて得られた結論ではなく、単なる推測にすぎない。実際の

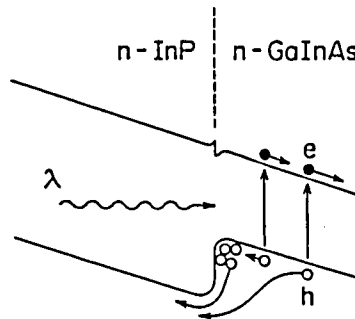


図 6・1. InP/GaInAsP/GaInAs へテロ界面での正孔のパイル・アップを示す模式図。波長 λ の $1\mu\text{m}$ 帯光によって発生した正孔が価電子帯の電位障壁によって走行が妨げられる様子を表わす。

APDでは、GaInAs(P)層においても過剰雑音が発生することが十分起こりうる。その理由は、第一に、GaInAs(P)における電子および正孔のイオン化率 α 、 β はInPでの値よりも大きく¹⁸⁻²⁰、InP層に印加される電界に比べて、より低い電界でGaInAs(P)層での増倍が起こるからである。第二に、ヘテロ界面でのキャリアのバイル・アップ効果に打ち勝つために、あるいは光吸収領域であるGaInAs層中に深く空乏層を伸ばし素子の量子効率を上げるために、GaInAs(P)層にある程度の高電界をかける必要がある。このような高電界に対してGaInAs(P)層でのアバランシェ増倍が起こる可能性があるからである。しかもトンネル電流が発生する機構はアバランシェ増倍が起こる機構と質的に異なるため、GaInAs(P)層でのトンネル電流が無視できるからといって、アバランシェ増倍が起こらないという保証はない。

これまで、InP/GaInAsP/GaInAs APDに対して厳密な過剰雑音の設計が行なわれなかったのは、GaInAs(P)における信頼性の高いイオン化率の値が無く、これらの層で発生する過剰雑音と印加電界の関係を正確に求めることができなかったためである。そこで本章では、第2章および第3章で実験的に決定したInP、GaInAsP、GaInAsにおける α 、 β の値を用いて、GaInAs(P)層でのキャリア増倍を考慮に入れたInP/GaInAsP/GaInAs APDの過剰雑音を設計した。まずはじめに、InP/GaInAsP/GaInAs APDの過剰雑音係数Fの増倍率依存性を、各層の濃度および厚みをパラメータとして計算した。ここで、GaInAsPの禁制帯幅 ϵ_g が0.92 eVであると仮定した。その理由は、現在作製されているInP/GaInAsP/GaInAs APDでは、多くの場合、0.92 eV近傍の禁制帯幅をもつGaInAsPが使われているからである^{1-3,15-17}。次に、三種類のInP活性層幅をもつプレーナ型のInP/GaInAsP/GaInAs APDを作製してそれらの過剰雑音特性を測定し、計算したF値の増倍率依存性と比較した。そして計算値が測定値ときわめて良く一致することから、計算された過剰雑音特性が十分現実的な妥当性をもっていることを確かめた。更に、APDの増倍率Mが10となるバイアス状態におけるF値を、InP、GaInAsP、GaInAs各層の濃度と厚みを変化させて計算し、APDの過剰雑音を少なくするのに必要なデバイス定数の設計範囲を明らかにした。また、この過剰雑音に関する条件に加えて、これまですでに明らかにされたGaInAs(P)層で発生するトンネル電流を低減する条件、およびヘテロ界面でのキ

キャリアのバイル・アップ効果を打ち消すための条件についても考察し、これらの三つの条件を同時に満足するデバイス定数の設計範囲を明確にした。最後に、明らかにされた設計指針に基づき、低雑音の $\text{InP}/\text{GaInAsP}/\text{GaInAs}$ APD を実現した結果を述べた。

6・2節 InP , GaInAsP および GaInAs におけるイオン化率を用いた

過剰雑音の計算

過剰雑音係数 F の増倍率依存性を計算するに際して、図 6・2 に模式的に示す構造をもつ APD を仮定した。この図で N_B , N_Q , N_T ; w_B , w_Q , w_T は各々 n - InP 層, n - GaInAsP 層, n - GaInAs 層の濃度および厚みを表わす。座標 x を、図 2・5 におけると同様に、その原点が p - n 接合の境界にあり、正の方向がダイオードの深さ方向となるように与えると、ある逆バイアス電圧において各層に伸びる空乏領域内の電界強度分布は図 6・3 に示すようになり、これらは次式のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} E_B(x) &= E_m - \frac{qN_B}{\epsilon_0 \epsilon_B} x \\ E_Q(x) &= \frac{\epsilon_B}{\epsilon_Q} E_m - \frac{qN_B}{\epsilon_0 \epsilon_Q} w_B - \frac{qN_Q}{\epsilon_0 \epsilon_Q} (x - w_B) \\ E_T(x) &= \frac{\epsilon_B}{\epsilon_T} E_m - \frac{qN_B}{\epsilon_0 \epsilon_T} w_B - \frac{qN_Q}{\epsilon_0 \epsilon_T} w_Q - \frac{qN_T}{\epsilon_0 \epsilon_T} (x - w_B - w_Q) \end{aligned} \right\} \quad (6 \cdot 1)$$

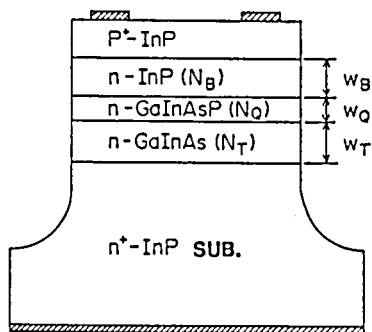


図 6・2. 過剰雑音の計算に用いた $\text{InP}/\text{GaInAsP}/\text{GaInAs}$ APD の構造の模式図。

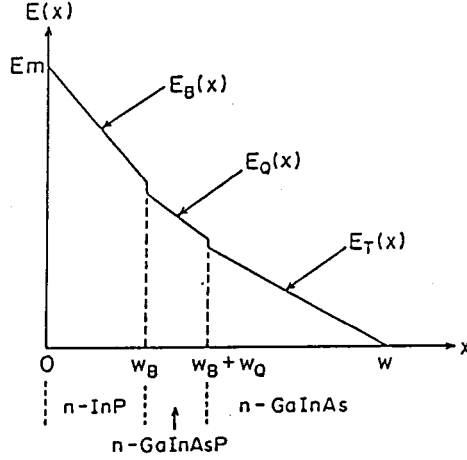


図6・3．過剩雑音の計算に用いたInP/GaInAsP/

GaInAs APDの空乏領域内の電界強度分布．

ここで、 $E_B(x)$ 、 $E_Q(x)$ 、 $E_T(x)$ は各々 n -InP層、 n -GaInAsP層、 n -GaInAs層中の電界強度分布、 E_m は最大電界強度、 ϵ_0 は真空の誘電率、 ϵ_B 、 ϵ_Q 、 ϵ_T はそれぞれ InP、GaInAsP、GaInAs の比誘電率 ($\epsilon_B = 12.35$ 、 $\epsilon_Q = 13.23$ 、 $\epsilon_T = 13.60$) である．この電界強度分布において、ヘテロ界面に生じる電界強度の不連続の大きさは、各ヘテロ界面で電束密度が連続である条件 $\epsilon_B E_B(w_B) = \epsilon_Q E_Q(w_B)$ 、 $\epsilon_Q E_Q(w_B + w_Q) = \epsilon_T E_T(w_B + w_Q)$ から決定される．空乏層幅 w は、空乏領域が n -GaInAs 層内にある場合と、この層を越えて広がっている場合とに対して、それぞれ次のようになる．

$$w = \begin{cases} w_B + w_Q + \frac{\epsilon_0 \epsilon_T}{q N_T} E_T(w_B + w_Q) & (w < w_B + w_Q + w_T) \\ w_B + w_Q + w_T & (w \geq w_B + w_Q + w_T) \end{cases} \quad (6 \cdot 2)$$

上式で、 $w \geq w_B + w_Q + w_T$ つまり、空乏領域が n -GaInAs 層を越えて広がっている場合に $w = w_B + w_Q + w_T$ としたのは、アバランシェ増倍が可能な領域は $0 \leq x \leq w_B + w_Q + w_T$ の範囲内に限定され、後述する増倍率 M および過剩雑音係数 F の計算に含まれる積分も、この範囲で実行すればよいからである．InP、GaInAsP、GaInAs における電子と正孔のイオン化率をそれぞれ α_B 、 β_B ； α_Q 、 β_Q ； α_T 、 β_T とし、イオン化率の電界依存性を次式のように与える．

$$\left. \begin{aligned}
 \alpha_B &= A_B^e \exp(-B_B^e/E) \\
 \beta_B &= A_B^h \exp(-B_B^h/E) \\
 \alpha_Q &= A_Q^e \exp(-B_Q^e/E) \\
 \beta_Q &= A_Q^h \exp(-B_Q^h/E) \\
 \alpha_T &= A_T^e \exp(-B_T^e/E) \\
 \beta_T &= A_T^h \exp(-B_T^h/E)
 \end{aligned} \right\} \quad (6 \cdot 3)$$

ダイオードの表面から波長 $1.3 \mu\text{m}$ および $1.55 \mu\text{m}$ の光を入射したとき, GaInAsP 層および GaInAs 層で単位時間, 単位距離当たり光励起される電子正孔対の割合をそれぞれ, $G_Q(x)$ ($w_B \leq x \leq w_B + w_Q$), $G_T(x)$ ($w_B + w_Q \leq x \leq w_B + w_Q + w_T$) とすると, $G_Q(x)$, $G_T(x)$ は各波長に対して次のように表わされる.

波長 $1.3 \mu\text{m}$ の光に対して;

$$\left. \begin{aligned}
 G_Q(x) &= a_Q^1 \exp\{-a_Q^1(x-w_B)\} \\
 G_T(x) &= a_T^1 \exp(-a_Q^1 w_Q) \exp\{-a_T^1(x-w_B-w_Q)\}
 \end{aligned} \right\} \quad (6 \cdot 4)$$

波長 $1.55 \mu\text{m}$ の光に対して;

$$\left. \begin{aligned}
 G_Q(x) &= 0 \\
 G_T(x) &= a_T^2 \exp\{-a_T^2(x-w_B-w_Q)\}
 \end{aligned} \right\} \quad (6 \cdot 5)$$

ここで a_Q^1 , a_T^1 は波長 $1.3 \mu\text{m}$ の光の各々 GaInAsP, GaInAs 中での吸収係数であり, a_T^2 は波長 $1.55 \mu\text{m}$ の光の GaInAs 中での吸収係数である. これらの値は測定値¹⁵から $a_Q^1 = 8.5 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$, $a_T^1 = 1.4 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$, $a_T^2 = 8.3 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$ と与えた. そうすると, 初期光電流密度 J_0 は

$$J_0 = q \int_{w_B}^{w_B+w_Q} G_Q(x) dx + q \int_{w_B+w_Q}^{w_B+w_Q+w_T} G_T(x) dx \quad (6 \cdot 6)$$

となる. ここで, $w < w_B + w_Q + w_T$ の場合に n-GaInAs の中性領域 $w < x \leq w_B + w_Q + w_T$ で光励起される正孔の再結合は無視した. ダイオードの増倍率 M は一般的に

次式で表わされる²¹⁾.

$$M = \frac{J_n(0) + J_p(w) \exp\left\{-\int_0^w (\alpha - \beta) dx\right\} + q \int_0^w G(x) \exp\left\{-\int_0^x (\alpha - \beta) dx'\right\} dx}{J_0 \left[1 - \int_0^w \alpha \exp\left\{-\int_0^x (\alpha - \beta) dx'\right\} dx\right]} \quad (6 \cdot 7)$$

上式で $J_n(0)$, $J_p(w)$ はそれぞれ $x = 0$, $x = w$ で空乏領域に注入される電子電流の密度, 正孔電流の密度である. 波長 $1.3 \mu m$ 又は $1.55 \mu m$ の光は表面の $p^+ - InP$ 領域を透過するため, $J_n(0) = 0$ である. また $J_p(w)$ は $w = w_B + w_Q + w_T$ の場合は 0 , $w < w_B + w_Q + w_T$ の場合は $q \int_w^{w_B + w_Q + w_T} G_T(x) dx$ である. 従って M は次式のようになる.

$$M = \frac{1}{J_0} \left\{ J_p(w) M_T(w) + q \int_w^{w_B + w_Q} G_Q(x) M_Q(x) dx + q \int_{w_B + w_Q}^w G_T(x) M_T(x) dx \right\} \quad (6 \cdot 8)$$

ここで, $M_T(w)$, $M_Q(x)$, $M_T(x)$ は各々, $n - GaInAs$ 層の中性領域中で発生した正孔による増倍率, $n - GaInAsP$ 層中で光励起された電子正孔対による増倍率, $n - GaInAs$ 層の空乏領域中で光励起された電子正孔対による増倍率である. そして $M_Q(x)$, $M_T(x)$ は, 考えている APD の構造に即して, 具体的に次のように表わされる. 空乏領域内の場所 x_0 で生じた電子正孔対による増倍率を $M(x_0)$ とすると, $M(x_0)$ は, (6・7) 式で $J_n(0) = J_p(w) = 0$, $G(x) = G_0 \delta(x - x_0)$, $J_0 = q G_0$ (G_0 は電子正孔対の数) とおくことによって, 次式のように導かれる.

$$M(x_0) = \frac{\exp\left\{-\int_0^{x_0} (\alpha - \beta) dx\right\}}{1 - \int_0^w \alpha \exp\left\{-\int_0^x (\alpha - \beta) dx'\right\} dx} \quad (6 \cdot 9)$$

そうすると, $M_Q(x)$, $M_T(x)$ は各々, $M(x)$ における $w_B < x \leq w_B + w_Q$, $w_B + w_Q < x \leq w$ の場合に相当するので, これらは (6・9) 式を使って以下のように表わされる.

$$\left. \begin{aligned} M_Q(x) &= \frac{Q_1}{P} \exp\left\{-\int_{w_B}^x (\alpha_Q - \beta_Q) dx\right\} & (w_B < x \leq w_B + w_Q) \\ M_T(x) &= \frac{Q_1 Q_2}{P} \exp\left\{-\int_{w_B + w_Q}^x (\alpha_T - \beta_T) dx\right\} & (w_B + w_Q < x \leq w) \end{aligned} \right\} \quad (6 \cdot 10)$$

ここで, P , Q_1 , Q_2 は次式で与えられる.

$$P = 1 - \int_0^{w_B} \alpha_B \exp \left\{ - \int_0^x (\alpha_B - \beta_B) dx' \right\} dx - Q_1 \int_{w_B}^{w_B + w_Q} \alpha_Q \exp \left\{ - \int_{w_B}^x (\alpha_Q - \beta_Q) dx' \right\} dx \\ - Q_1 Q_2 \int_{w_B + w_Q}^w \alpha_T \exp \left\{ - \int_{w_B + w_Q}^x (\alpha_T - \beta_T) dx' \right\} dx \quad (6 \cdot 11)$$

$$Q_1 = \exp \left\{ - \int_0^{w_B} (\alpha_B - \beta_B) dx \right\} \quad (6 \cdot 12)$$

$$Q_2 = \exp \left\{ - \int_{w_B}^{w_B + w_Q} (\alpha_Q - \beta_Q) dx \right\} \quad (6 \cdot 13)$$

ダイオードを流れる電流が単位バンド幅 (bandwidth) 当たり発生する二乗平均ショット雑音 (shot noise) 電流を ϕ とすると、過剰雑音係数 F は次式で定義される。

$$F = \frac{\phi}{2qJ_0M^2} \quad (6 \cdot 14)$$

一方、 ϕ はマッキンタイヤ (McIntyre)²² に依って

$$\phi = 2q \left\{ 2J_p(w)M^2(w) + 2q \int_0^w G(x)M^2(x) dx + J_0M \left\{ 2 \int_0^w \beta M^2(x) dx - M^2(w) \right\} \right\} \quad (6 \cdot 15)$$

と表わされる。今考えている APD の構造にあてはめると ϕ は次のように変形される。

$$\phi = 2q \left\{ 2J_p(w)M_T^2(w) + 2q \int_{w_B}^{w_B + w_Q} G_Q(x)M_Q(x) dx + 2q \int_{w_B + w_Q}^w G_T(x)M_T^2(x) dx \right. \\ \left. + J_0M \left\{ 2 \int_0^{w_B} \beta_B M_B^2(x) dx + 2 \int_{w_B}^{w_B + w_Q} \beta_Q M_Q^2(x) dx + 2 \int_{w_B + w_Q}^w \beta_T M_T^2(x) dx \right. \right. \\ \left. \left. - M_T^2(w) \right\} \right\} \quad (6 \cdot 16)$$

(6・1) ~ (6・12) 式および (6・15) 式を (6・13) 式に代入すると、過剰雑音係数 F は、 E_m 、 N_B 、 N_Q 、 N_T 、 w_B 、 w_Q 、 w_T 、 α_B 、 β_B 、 α_Q 、 β_Q 、 α_T 、 β_T の値を与えることによって計算される。

計算に当たって、イオン化率は第2章および第3章で決定した実験値を次式のように近似した。

$$\left. \begin{aligned}
 \alpha_B &= 5.55 \times 10^6 \exp(-3.10 \times 10^6/E) & (\text{cm}^{-1}) \\
 \beta_B &= 1.98 \times 10^6 \exp(-2.29 \times 10^6/E) & (\text{cm}^{-1}) \\
 \alpha_Q &= 3.37 \times 10^6 \exp(-2.29 \times 10^6/E) & (\text{cm}^{-1}) \\
 \beta_Q &= 2.94 \times 10^6 \exp(-2.40 \times 10^6/E) & (\text{cm}^{-1}) \\
 \alpha_T &= 1.42 \times 10^5 \exp(-9.26 \times 10^5/E) & (\text{cm}^{-1}) \\
 \beta_T &= 1.62 \times 10^5 \exp(-1.09 \times 10^6/E) & (\text{cm}^{-1})
 \end{aligned} \right\} (6 \cdot 17)$$

図6・4の実線は、 $N_B = N_Q = N_T = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 、 $w_Q = 0.5 \mu\text{m}$ 、 $w_T = 2 \mu\text{m}$ とし、 w_B を $1.25 \mu\text{m}$ 、 $1.5 \mu\text{m}$ 、 $2 \mu\text{m}$ の三通りと与えた時の過剰雑音特性の計算例を示す。入射波長は $1.55 \mu\text{m}$ とした。この図の破線は $F = M$ の関係を示す。各層の濃度と厚みを決めると、一つの最大電界 E_m に対してあるバイアス状態に対応する電界分布 $E_B(x)$ 、 $E_Q(x)$ 、 $E_T(x)$ が決定される。そこで E_m の値を変化させ、各 E_m に対して先ず増倍率 M を計算し、次いで、与えられた E_m と M の組に対して F 値を計算して F の M 依存性を導き出した。図6・5は、 $M = 10$ となるバイアス状態で InP/GaInAsP 界面および GaInAsP/GaInAs 界面にかかる電界 $E_{BQ} \equiv E_Q(w_B)$ 、 $E_{QT} \equiv E_T(w_B + w_Q)$ の w_B 依存性を示す。 $n\text{-InP}$ 層厚 w_B が厚く E_{BQ} 、 E_{QT} が十

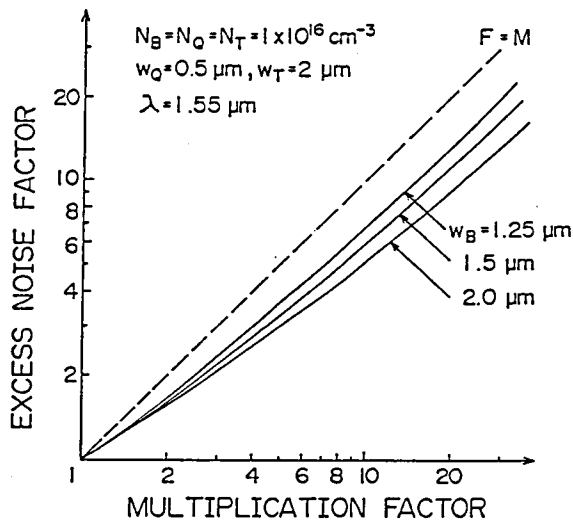


図6・4. $n\text{-InP}$ 厚 w_B をパラメータとした過剰雑音係数の増倍率

依存性の計算例。実線は計算値、破線は $F = M$ の関係を示す。

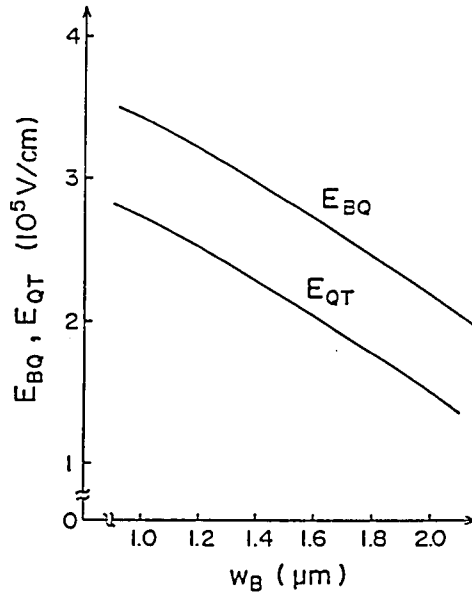


図 6・5. $M = 10$ における $\text{InP} / \text{GaInAsP}$ 界面および $\text{GaInAsP} / \text{GaInAs}$ 界面にかかる電界の強度 E_{BQ} , E_{QT} の $n\text{-InP}$ 厚依存性.
 N_B , N_Q , N_T , w_Q , w_T の値は図 6・4 で与えた値と同じである.

分小さい場合, GaInAsP 層および GaInAs 層でのアバランシェ増倍は抑えられるので, 過剰雑音はほとんど $n\text{-InP}$ 領域内で発生し F 値は InP のイオン化率比 β_B / α_B (~ 2.5 ^{20,23-25}) によって一義的に決定される. 今の計算では $w_B = 2 \mu\text{m}$ がこの場合に対応し, 計算された $F-M$ の関係は, この β_B / α_B を仮定した時のマッキンタイア²²の理論的な関係と非常に良く一致している. ところが, w_B が短くなるにつれて E_{BQ} , E_{QT} が大きくなり, GaInAsP 層および GaInAs 層でもアバランシェ増倍が起こるようになって, 図 6・3 に示したように F 値が次第に増大する. その理由は, α と β の大小関係が InP の場合 ($\beta_B > \alpha_B$) と GaInAsP , GaInAs の場合 ($\alpha_Q > \beta_Q$, $\alpha_T > \beta_T$ ^{19,20}) とで反対になっており, InP 層でのみアバランシェ増倍が起こる場合のイオン化率比 β_B / α_B に比べて, GaInAsP 層および GaInAs 層でも起こる場合の実効的なイオン化率比が小さくなるためである.

6・3 節 過剰雑音特性に関する計算値と測定値の比較

前節に示した過剰雑音の計算が実際的に妥当であるかどうかを確かめるために, プ

レーナ型の $\text{InP}/\text{GaInAsP}/\text{GaInAs}$ APD を作製してその $F(M)$ 特性を測定し、計算値と測定値とを比較した。

測定に用いた APD の構造の断面図を図 6・6 に示す。エピタキシャル層は、液相の二回成長法により作製した。一回目の成長において n^+ - InP 基板上にアンドープの n - InP バッファ層、 n - GaInAs 層、 n - GaInAsP 層、 n - InP 層を連続的に成長した。 n - GaInAs 、 n - GaInAsP 、 n - InP 各層の濃度および厚みは各々 $8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 、 $1 \mu\text{m}$ ； $1.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 、 $0.6 \mu\text{m}$ ； $1.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 、 $3.0 \mu\text{m}$ とした。一回目の成長後、直径が $100 \mu\text{m}$ の受光部に相当する n - InP 領域以外を $2 \mu\text{m}$ の深さに選択的にエッチングで除去した後、二回目成長で n^- - InP を形成した。 n^- - InP 表面の熱的損傷層を取り除くために、 n^- - InP の成長の直前に n - InP の表面を $0.5 \mu\text{m}$ メルトバックした。 n^- - InP の濃度は $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 、厚みは受光部領域で $1.0 \mu\text{m}$ 、その他の領域で $3.0 \mu\text{m}$ であった。二回目の成長後、受光部を含む直径 $200 \mu\text{m}$ の領域には Cd 拡散により、また周辺のガードリング部にはベリリウム (beryllium, 以下に Be と記す) のイオン (ion) 注入により、それぞれ接合を形成した。 Be のイオン注入は、ドーズ (dose) 量 $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 、加速エネルギー 150 keV の条件で行ない、注入後 550°C 、60 分の熱処理によって Be イオンを活性化した。 Cd 拡散によって作製された p - n 接合は、

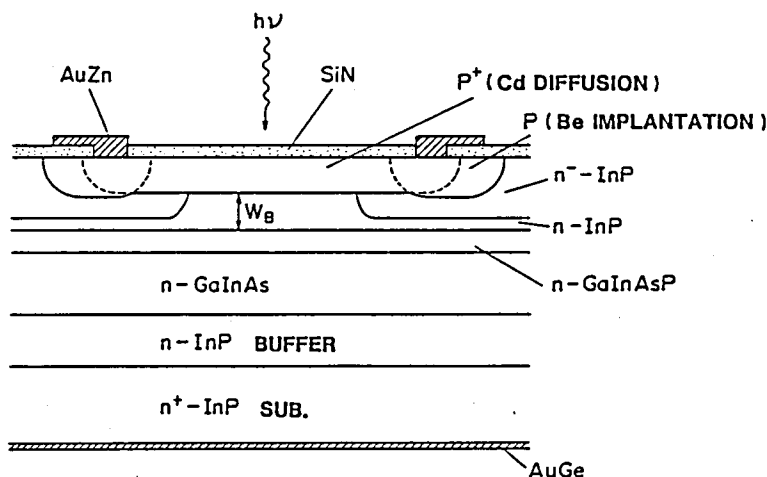


図 6・6. 過剰雑音特性の測定に用いたプレーナ型 $\text{InP}/\text{GaInAsP}/\text{GaInAs}$ APD の構造の断面図。

2・4節に示したようにほとんど急峻な接合となるが、Be注入による接合は傾斜型となる²⁶。受光部とガードリング部とにおけるこの接合形態の違いと、二回成長によって可能となった両領域でのn-InP厚の違いの両方の働きによって、受光部のみで選択的にアバランシェ増倍を起こさせるガードリング効果を確実なものにした。接合形成後、プラズマ(plasma)CVD法によるシリコン窒化膜で無反射コーティング膜および表面保護膜を作成し、最後に表面側にAuZn、裏面側にAuGeのオーミック(ohmic)電極を形成した。

逆バイアス状態でn-GaInAsP層およびn-GaInAs層に印加される電界の強度を変え、これらの層でアバランシェ増倍が起こる割合を変化させるために、ウェハを三つの領域に分け、それぞれの領域において異なる深さのCd拡散を行なうことによって、受光部でのn-InP層厚 w_B が三通りの大きさをもつAPDを作製した。作られたAPDの w_B は $1.1\mu\text{m}$ 、 $1.4\mu\text{m}$ 、 $2.0\mu\text{m}$ の三種類である。APDの暗電流は $0.9V_B$ で約5nA、最大増倍率は約50倍であった。またダイオード面内の二次元光感度分布の測定から、確実なガードリング効果が得られていることを確認した。

これら三種類の w_B をもつAPDの過剰雑音特性を、 $5 \leq M \leq 20$ の増倍率の範囲において、中心周波数30MHz、バンド幅1MHzの条件で測定した。用いた光源は波長 $1.3\mu\text{m}$ のGaInAsP発光ダイオードであり、この光をレンズで直径が約 $20\mu\text{m}$

になるように集光し、受光部の中央に照射した。図6・7は、 w_B をパラメータとして過剰雑音係数の増倍率依存性に関する測定値と計算値とを比較した結果であり、●が測定値、実線が計算値である。両者の間の一致はきわめて良く、このことから過剰雑音の計算の手順および計算値が十分現実的な妥当性をもっていることが確かめられた。また $w_B = 1.1\mu\text{m}$ と $1.4\mu\text{m}$ のAPDでは、実際にn-InP層だけでなくn-GaInAsP層、n-GaInAs層でもアバランシェ増倍が起きているために過剰雑音が増大していることが明らかである。

6・4節 低雑音InP/GaInAsP/GaInAsアバランシェ・フォト

ダイオードの設計

本節では、過剰雑音、トンネル電流およびキャリアのパイル・アップ効果に関する条件を満足するデバイス定数の設計範囲を明らかにする。これらの三つの条件を具体的に

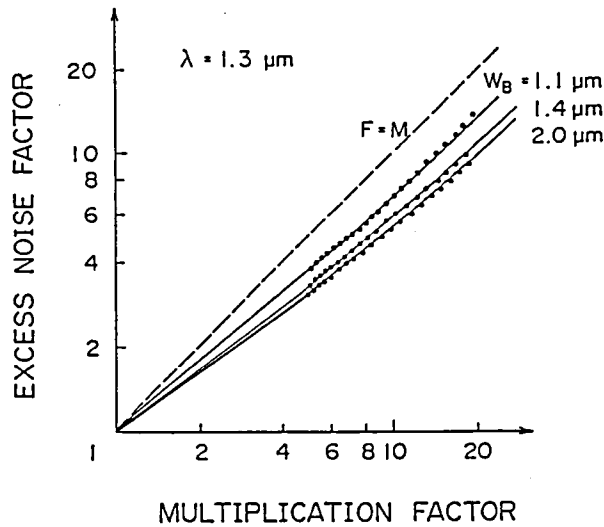


図6・7. n -InP厚 w_B をパラメータとした過剰雑音係数の増倍率依存性に関する測定値(・)と計算値(実線)との比較. 破線は $F = M$ の関係を示す.

次のように設定する.

- (1) F_{InP} を, アバランシェ増倍が n -InP層中でのみ起こっている場合の $M = 10$ での過剰雑音係数, ΔF を GaInAsP層およびGaInAs層でもアバランシェ増倍が起こっている場合の $M = 10$ での F 値の F_{InP} からの増加分とする. 過剰雑音に関する条件を, ΔF が F_{InP} の10%以内 ($\Delta F \leq 0.1 F_{\text{InP}}$) であるとする.
- (2) GaInAsP層またはGaInAs層で発生するトンネル電流の密度 J_t は $M = 10$ において $1 \times 10^{-4} \text{ A/cm}^2$ 以下であるとする. この値はダイオードの直径が $200 \mu\text{m}$ であるとする, 30 nA の暗電流に相当する.
- (3) $M = 10$ においてヘテロ界面でのキャリアのパイル・アップが完全に消滅しなければならないとする.

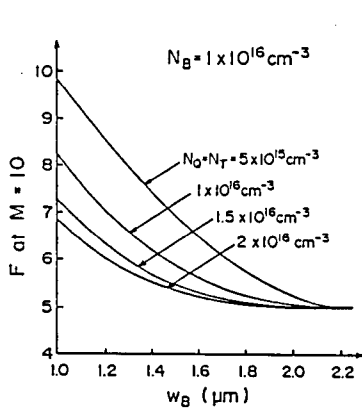
ここで $M = 10$ となるバイアス条件を考えたが, その理由は, 実際の $1 \mu\text{m}$ 帯光通信システムにおいて, 通常この条件でAPDが使用されることが多いためである. 以下に, それぞれの条件を満足するデバイス定数の範囲について考察する.

- (1) $M = 10$ における $\Delta F \leq 0.1 F_{\text{InP}}$ の条件について.

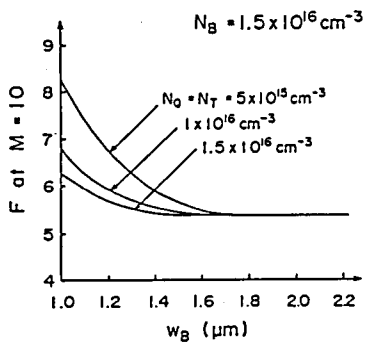
F と M の関係を, 前節で述べた手順に従って多くのデバイス定数の組に対して計算

した．簡単のために $n\text{-GaInAsP}$ 層の濃度は $n\text{-GaInAs}$ 層のそれに等しい ($N_Q = N_T$) とし，また $n\text{-GaInAsP}$ 層厚 w_Q は $0.5\ \mu\text{m}$ ， $n\text{-GaInAs}$ 層厚 w_T は $2\ \mu\text{m}$ とした．これらの仮定は実際の APD に即したものである．入射波長は $1.55\ \mu\text{m}$ とした．図 6・8 は， N_B および $N_Q = N_T$ をパラメータとした $M = 10$ での F 値の w_B 依存性を示す．(a) は $N_B = 1 \times 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$ の場合，(b) は $N_B = 1.5 \times 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$ の場合，(c) は $N_B = 2 \times 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$ の場合である．また E_{BQ} ， E_{QT} の w_B 依存性を図 6・9 に示す．(a)，(b)，(c) はそれぞれ $N_B = 1 \times 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$ ， $1.5 \times 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$ ， $2 \times 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$ の場合である．これらの結果から各 N_B ， $N_Q = N_T$ の値に対して， $\Delta F \leq 0.1 F_{\text{InP}}$ を満足する w_B の範囲が図 6・10 のように得られる． $n\text{-InP}$ 層の濃度 N_B が上がるにつれて，この条件を満たす w_B の下限の値が下がり w_B の範囲が広がる．従って素子設計の余裕度は大きくなるが，逆に N_B の増加とともに図 6・8 に示したように F_{InP} が増大するという好ましくない傾向が現われる．なお，この F_{InP} が増大するのは， N_B が増加するとアバランシェ電界が上昇し，それと共に InP におけるイオン化率比 β_B / α_B が減少するためである．また図 6・10 で $N_Q = N_T$ の増加とともに w_B の下限が緩やかに下がっているのは， $N_Q = N_T$ が大きくなると， $n\text{-GaInAsP}$ 層および $n\text{-GaInAs}$ 層にかかる電界が弱くなり，これらの層で発生する過剰雑音の割合が相対的に小さくなるためである．

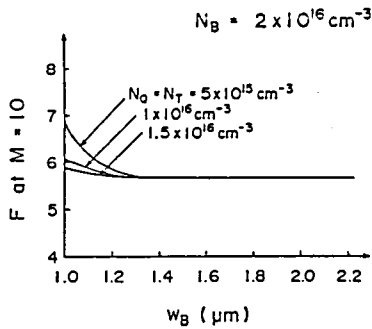
ところで，上に示した w_B の減少とともに生じる F 値の増大は， $n\text{-GaInAsP}$ 層と $n\text{-GaInAs}$ 層の両方で生じる過剰雑音によるものであることが以下のように明瞭にできる．図 6・11 は，入射波長 $1.55\ \mu\text{m}$ の光に対して， $M = 10$ での F 値の w_B 依存性を $\text{InP}/\text{GaInAsP}/\text{GaInAs}$ APD の場合（実線）と InP/GaInAs APD の場合（破線）について示した図である．点線は InP APD の場合の F 値を示す．ここで $N_B = N_Q = N_T = 1 \times 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$ と仮定した．また InP/GaInAs APD は， $\text{InP}/\text{GaInAsP}/\text{GaInAs}$ APD において $n\text{-GaInAsP}$ 層を $n\text{-InP}$ 層で置き換えたものとした．この図で，両者の場合の間における F 値の差が， $n\text{-GaInAsP}$ 層で発生する過剰雑音であると見做すことができる．同じ電界強度に対しては GaInAs の方が GaInAsP より衝突イオン化を起こしやすいためにより多くの過剰雑音を発生するが，実際のダイオードでは GaInAs 層に比べて GaInAsP 層にかかる電界の方が強いために， GaInAsP 層でも過剰



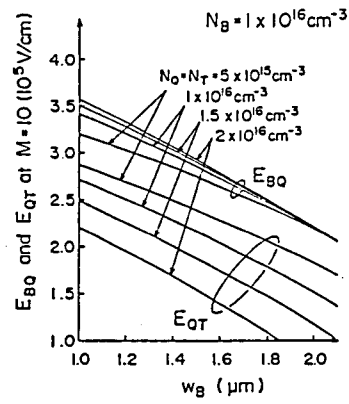
(a)



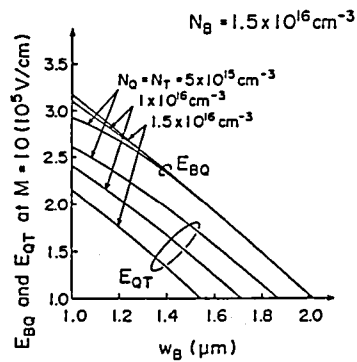
(b)



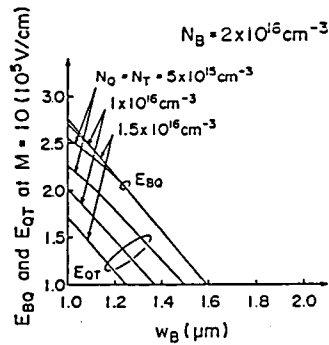
(c)



(a)



(b)



(c)

図 6・8. $N_Q = N_T$ をパラメータとした $M = 10$ での F 値の w_B 依存性の計算値. (a) $N_B = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (b) $N_B = 1.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (c) $N_B = 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

図 6・9. ヘテロ界面にかかる電界 E_{BQ} , E_{QT} の w_B 依存性. (a) $N_B = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (b) $N_B = 1.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (c) $N_B = 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

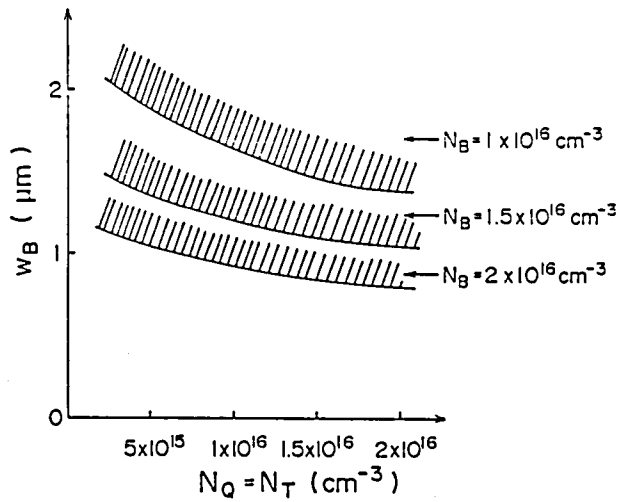


図 6・10. $M = 10$ で $\Delta F \leq 0.1 F_{\text{InP}}$ を満たす w_B の範囲.

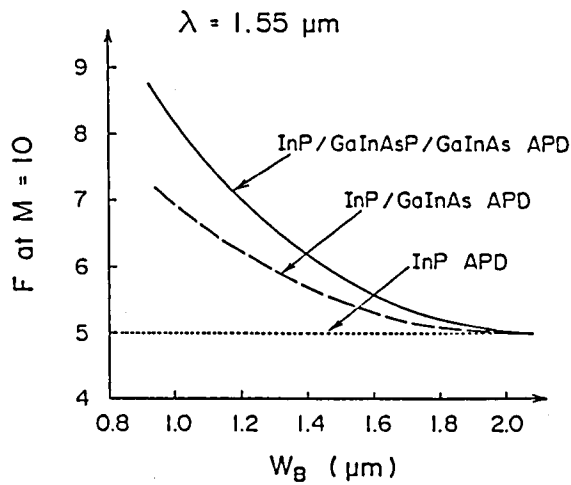


図 6・11. InP/GaInAsP/GaInAs APD の場合 (実線) と InP/GaInAs APD の場合 (破線) の $M = 10$ での F 値の w_B 依存性の計算値. 点線は InP APD の場合の F 値を示す.

雑音が発生しやすくなり，結局両方の層において同じ程度の過剰雑音が生じていると考えられる．

(2) $M = 10$ においてトンネル電流密度が $1 \times 10^{-4} \text{ A/cm}^2$ 以下となる条件について

空乏領域内の単位距離当たりに発生するトンネル電流の密度は、ウェンツェル・クラマーズ・ブリュアン (Wentzel-Kramers-Brillouin) 近似²⁷を用いると次のように表わされる。

$$\frac{dJ_t}{dx} = \frac{q^3 (2m_r^*)^{1/2} E^2(x)}{8\pi^3 \hbar^2 \epsilon_g^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{m_r^*{}^{1/2} \epsilon_g^{3/2}}{2\sqrt{2} q \hbar E(x)} \right\} \quad (6 \cdot 18)$$

ここで m_r^* は換算有効質量, $E(x)$ は場所 x における電界強度, ϵ_g は禁制帯幅である。
 n -GaInAsP 層中または n -GaInAs 層中の空乏領域の電界強度分布を $E_Q(x)$
 $= E_{BQ} - \frac{q N_Q}{\epsilon_0 \epsilon_Q} x$ あるいは $E_T(x) = E_{QT} - \frac{q N_T}{\epsilon_0 \epsilon_T} x$ とおくと, 各層中で発生する全トンネル電流密度 J_t^Q , J_t^T は (6・18) 式を x で積分することによって得られる。図 6・12 は, N_Q あるいは N_T をパラメータとした J_t^Q と E_{BQ} , J_t^T と E_{QT} の関係を示す。この図の結果と, 図 6・9 に示した $M=10$ での E_{BQ} , E_{QT} と w_B の関係とから, $J_t^Q + J_t^T < 1 \times 10^{-4} \text{ A/cm}^2$ を満たす w_B の範囲が N_B , $N_Q = N_T$ に対して図 6・13 のように求まる。この図に示したトンネル電流に関する条件で決まる w_B の範囲と, 図 6

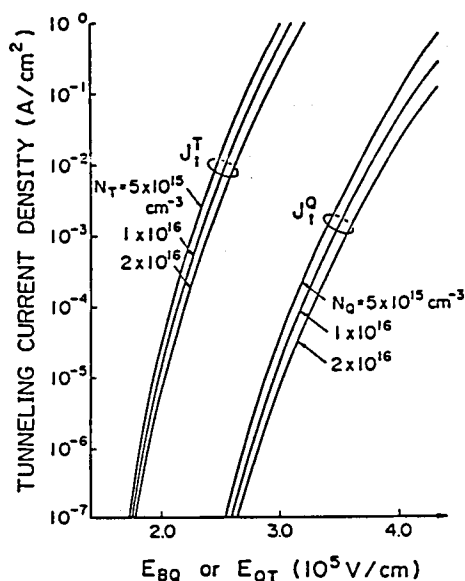


図 6・12. N_Q および N_T をパラメータとした n -GaInAsP 層および n -GaInAs 層で発生するトンネル電流の密度 J_t^Q , J_t^T とヘテロ界面にかかる電界 E_{BQ} , E_{QT} の関係。

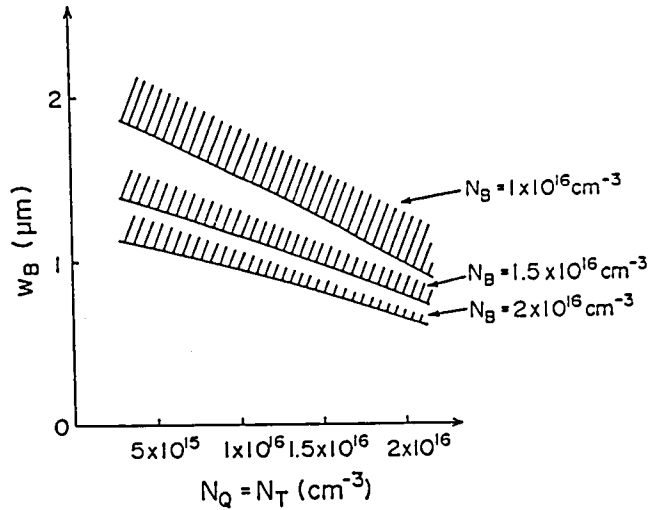


図6・13. n-GaInAsP層およびn-GaInAs層で発生するトンネル電流密度が $M = 10$ で $1 \times 10^{-4} \text{ A/cm}^2$ 以下となる w_B の範囲。

・10に示した過剰雑音に関する条件で決まる w_B の範囲とを比較すると、大部分の N_B 、 N_Q 、 N_T に対して後者の w_B の範囲の方が狭い。つまり、トンネル電流を抑えることよりも、過剰雑音の増大を抑えることの方が、条件が厳しいことを示している。従来ヘテロ界面にかかる電界の上限値を与える条件として、トンネル電流の発生を抑えることのみが考慮されてきたが、それ以上にGaInAsP層およびGaInAs層で発生する過剰雑音を抑えることの方が重要であることがわかる。前節で述べたAPDの測定結果はこの事実を裏付けている。すなわち、図6・7に示したように、 $w_B = 1.1 \mu\text{m}$ および $1.4 \mu\text{m}$ であるAPDのF値は F_{InP} よりも大きく、n-GaInAs(P)層で過剰雑音が発生しているにもかかわらず、これらのAPDの暗電流はいずれも 0.9 V_B で 5 nA 以下であり、従ってトンネル電流が流れているとしても、その密度は $1 \times 10^{-4} \text{ A/cm}^2$ 以下である。

(3) $M = 10$ でキャリアのバイル・アップが消滅するための条件について。

上の二つの条件が E_{BQ} 、 E_{QT} の上限を与え w_B の下限を決定するのに対して、この条件は逆に E_{BQ} 、 E_{QT} の下限を与え w_B の上限を決定する。というのは、光励起された正孔がGaInAsP/GaInAs界面およびInP/GaInAsP界面を乗り越えてアバランシェ領域に注入されるためには、ヘテロ界面に印加される電界として、ある最小

の強度が必要であるからである。

シライ (Shirai) ら²⁸は、 $\text{InP}/\text{GaInAsP}/\text{GaInAs}$ APD に波長 $1.3\ \mu\text{m}$ および $1.55\ \mu\text{m}$ の光を照射し、それぞれの場合に対してカット・オフ (cut-off) 周波数と E_{BQ} , E_{QT} の関係を測定することによって、ヘテロ界面で正孔のバイル・アップを完全に打ち消すに必要な電界の強度の範囲として $E_{BQ} > 2.2 \times 10^5\ \text{V/cm}$, $E_{QT} > 1.2 \times 10^5\ \text{V/cm}$ を決定した。彼等の得た結果を用いて、これと図 6・9 に示した E_{BQ} , E_{QT} と w_B の関係から w_B の範囲を求めると、図 6・14 のようになる。 $n\text{-GaInAsP}$ 濃度が低い場合、この層における電界の低下が小さく、 E_{QT} は E_{BQ} よりわずかに小さいだけであるので、正孔は主に $\text{InP}/\text{GaInAsP}$ 界面でバイル・アップを起こし、 w_B に対する制限は $E_{BQ} > 2.2 \times 10^5\ \text{V/cm}$ の条件で決まる。逆に $n\text{-GaInAsP}$ 濃度が高い場合、 E_{QT} が E_{BQ} よりかなり小さくなるため、正孔が $\text{GaInAsP}/\text{GaInAs}$ 界面で主としてバイル・アップを起こし、 w_B に対する制限は $E_{QT} > 1.2 \times 10^5\ \text{V/cm}$ の条件で決まるようになる。図 6・14 で w_B の上限を表わす線の曲率に不連続が見られるのはこのためである。

図 6・10, 6・13, 6・14 を組み合わせると、以上の三つの条件をすべて満足する w_B の範囲が N_B , N_Q , N_T に対して図 6・15 のように求まる。この図から、

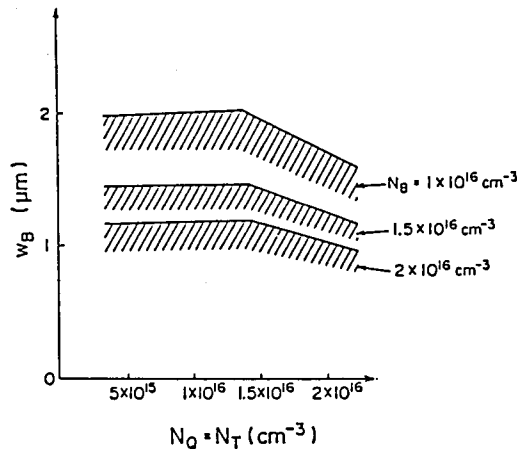


図 6・14. $M = 10$ において $\text{InP}/\text{GaInAsP}$ 界面および $\text{GaInAsP}/\text{GaInAs}$ 界面での正孔のバイル・アップが消滅するための w_B の範囲。

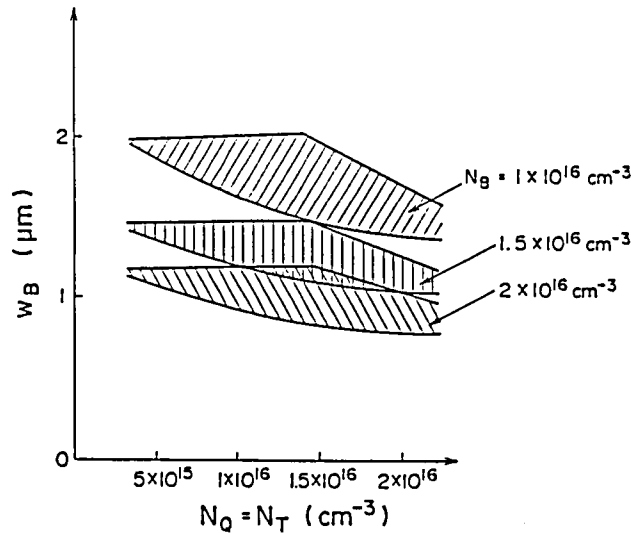


図6・15. 過剰雑音，トンネル電流，正孔のパイル・アップに関する条件をすべて満たす w_B の範囲。

各層の濃度が高くなる程，条件を満たす w_B の値は小さくなり，また許容範囲が狭くなることがわかる。従って，素子作製上の歩留まりを上げるには，相対的に低いキャリア濃度を選ぶことが望ましい。ところが，各層の濃度が下がってくると，受光部での降伏電圧が上がり，それとともに受光部とガードリング部との耐圧差が縮まり，確実なガードリング効果が発揮されにくくなる。このように，ガードリング効果を得るための条件を加えると，キャリア濃度に対しても最適な設計範囲が存在することになる。

6・5節 低雑音 InP/GaInAsP/GaInAsアバランシェ・フォト

ダイオードの作製

これまで著者らは， $1\mu\text{m}$ 帯光通信用の高性能受光素子として，InP/GaInAs(P) APDを開発してきた。図6・16は開発の比較的初期の段階で作製されたInP/GaInAsP APDの構造である。エピタキシャル層は液相の一回成長で形成され， $n\text{-GaInAsP}$ ， $n\text{-InP}$ ， $n^+\text{-InP}$ 各層の濃度および厚みはそれぞれ $1.0 \sim 1.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ， $2\mu\text{m}$ ； $1.0 \sim 1.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ， $1\mu\text{m}$ ； $3 \sim 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ， $2\mu\text{m}$ であった。このAPDでは， $n^+\text{-InP}/n\text{-InP}$ の濃

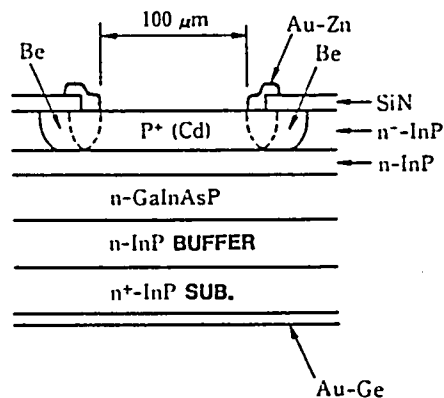


図6・16. InP/GaInAs(P) APDの開発の

初期的段階で作製された素子の断面図。

度差と、ガードリング部でのBeイオン注入による傾斜接合との両方の働きによって、ガードリング効果を得る構造となっている。

このAPDにおいて、ヘテロ界面にかかる電界の強度の上限値は、降伏電圧近傍のバイアス電圧において流れるトンネル電流が10 nA以下となるように設計された。作製されたAPDの暗電流は0.9 V_Bで10~20 nA、電流密度にすると $3 \sim 5 \times 10^{-5}$ A/cm²であった。図6・17は温度をパラメータとする暗電流特性、図6・18は降

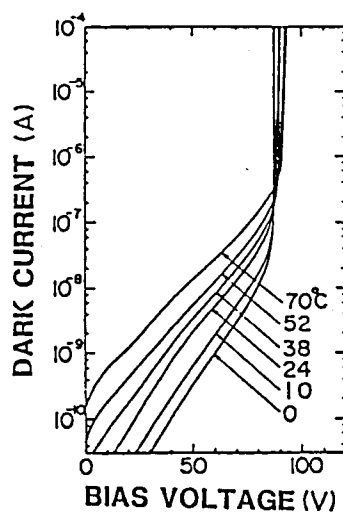


図6・17. 温度をパラメータとしたInP/GaInAsP

APDの暗電流特性。

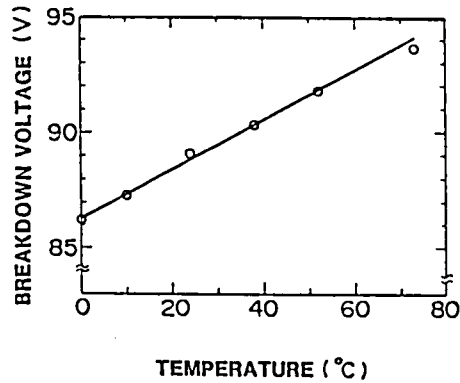


図6・18. InP/GaInAsP APDの降伏
電圧の温度依存性.

降伏電圧の温度依存性を示すが、これらの結果からトンネル電流は設計通りにきわめて小さく抑えられており、流れているとしても電流密度として $5 \times 10^{-5} \text{ A/cm}^2$ 以下である。もしダイオードがツェナ (Zener) 降伏であるとすれば、降伏電圧の温度係数は負になる²⁹はずであるが、測定結果は図6・18からわかるように温度係数が正であるのでアバランシェ降伏を示しており³⁰、測定したバイアス電圧の範囲ではトンネル電流は観測されていない。

一方、過剰雑音特性の測定値は図6・19に示すような値が得られた。この図で、および・はそれぞれ入射波長が $1.3 \mu\text{m}$ 、 $0.83 \mu\text{m}$ の光に対して純粋な正孔注入、電子注入条件のもとで測定された過剰雑音係数である。また実線は、電子に対する正孔の実効的なイオン化率比 k_{eff} を1.9とした場合のマッキンタイヤ²²の理論曲線を示す。 $M = 10$ でのF値は6~7であった。ところが、その後に発表されたInPにおけるイオン化率の値²³⁻²⁵を用いて増倍領域であるn-InPで発生するF値を計算すると、 $M = 10$ で約5という値になり、実験的なF値よりも低いことが明らかになった。そして前節までの解析を通じて、この違いはInP層だけでなくGaInAsP層でもアバランシェ増倍を起こしているためであることが確かめられた。このようにGaInAsP層でもアバランシェ増倍が起こっているのは、n-InPの濃度が約 $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ と比較的低

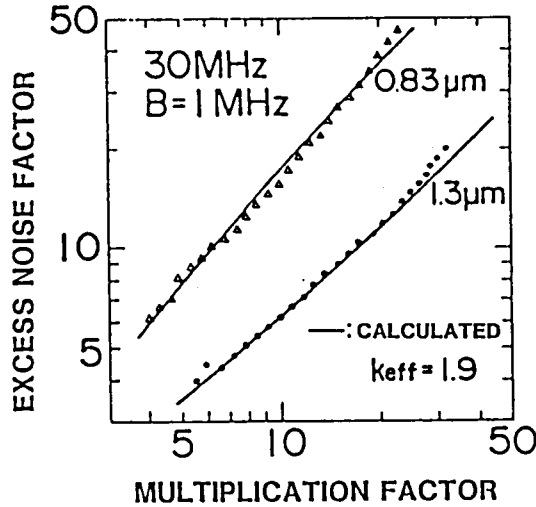


図6・19. InP/GaInAsP APDの過剰雑音特性
の測定値とマッキンタイヤ²²の理論曲線(実線)との比較.

い上に、この層の厚みが約1 μm と薄く、ヘテロ界面に容易に高電界がかかりうる状態になっていたためである。

その後、前節で述べた過剰雑音を考慮した厳密な素子設計に基き、図6・6に示したガードリング効果がより確実に得られる構造のAPDを作製した。このAPDでは、ヘテロ界面にかかる電界を低くし、n-GaInAsPおよびn-GaInAs層での過剰雑音の発生を抑えるために、n-InPの濃度を $1.2 \sim 1.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ とし、厚みを1.2~1.4 μm としている。こうして作られたAPDの入射波長1.3 μm に対する過剰雑音特性を図6・20に示すが、 $k_{\text{eff}} = 2.5$ というInPにおけるイオン化率比に等しい値が得られている。そして、 $M = 10$ で $F = 5$ という理論的な限界性能が得られ、低雑音化が達成された。また、n-GaInAsP薄層をn-InP層とn-GaInAs層の間に挿入することによって、正孔のバイル・アップを防ぎ、APDの高速化を同時に実現した。図6・21は、GaInAsP層を挿入しない場合(実線)と挿入した場合(破線)の $M = 5$ での周波数特性を示すが、カット・オフ周波数は300~400 MHzから1 GHz以上にまで改善されたことがわかる。

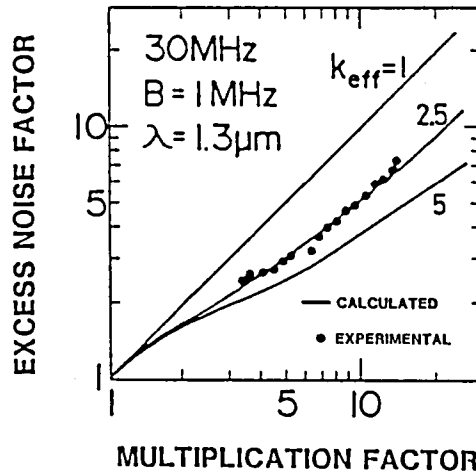


図 6・20. 改良された InP/GaInAsP/GaInAs

APD の入射波長 $1.3\mu\text{m}$ に対する過剰雑音特性.

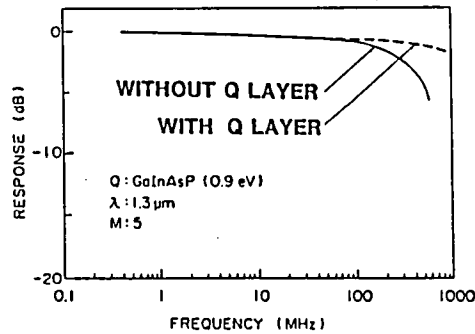


図 6・21. InP/GaInAs APD (実線) と InP/GaIn

AsP/GaInAs APD (破線) の周波数応答特性.

6・6 節 結言

第 6 章で議論した InP/GaInAsP/GaInAs アバランシェ・フォトダイオードの低雑音化に関する結果をまとめると、次の様に示される。

- (1) これまで明らかでなかった InP/GaInAsP/GaInAs APD における過剰雑音の設計を行なうために、精密に測定した InP, GaInAsP, Ga

InAs各結晶での電子および正孔のイオン化率 α , β の値を用い, 増倍領域であるInP層だけでなくGaInAsP層, GaInAs層でもアバランシェ増倍を起こした場合の過剰雑音係数Fの増倍率依存性を計算した. GaInAsPとして禁制帯幅が0.92 eVのGaInAsPを仮定した. 計算の結果, ヘテロ界面にかかる電界が高くなるにつれてF値が増大すること, その理由は, InPでは $\beta > \alpha$ であるのに対してGaInAs(P)では逆に $\alpha > \beta$ であり, InP層でのみアバランシェ増倍を起こす場合に比べて, GaInAs(P)でも増倍を起こす場合には実効的なイオン化率比が小さくなるためであることを, 示した.

(2) 三通りのn-InP層厚をもつInP/GaInAsP/GaInAs APDを作製し, その過剰雑音特性を測定して計算値と測定値とを比較した. その結果, 計算値は測定値にきわめて良く一致し, このことから過剰雑音の計算は十分現実的な妥当性をもっていることが確かめられた. またn-InP幅の狭いAPDではトンネル電流が観測されないにもかかわらず, GaInAs(P)層で過剰雑音が発生していることが示され, ヘテロ界面にかかる電界の上限値を設計する上で, トンネル電流に関する条件だけでなく, 過剰雑音に関する条件をも考慮に入れる必要があることが明らかとなった.

(3) GaInAs(P)層で発生する過剰雑音を低く抑えるためのデバイス定数の設計範囲を明らかにした. それに加えて, これまで検討されてきたトンネル電流の発生を抑えるための条件, およびヘテロ界面でのキャリアのバイル・アップを防ぐための条件を満たすデバイス定数の範囲をも示した. その結果, 過剰雑音に関する条件を満たすデバイス定数の範囲は, トンネル電流に関する条件を満たす範囲に比べて狭く, ヘテロ界面にかかる電界の上限値を決める上で, トンネル電流の発生を防ぐこと以上に, GaInAs(P)層での過剰雑音の発生を抑えることの方が重要であることが明らかとなった.

(4) 明らかにされた設計法に基づいて, ヘテロ界面にかかる電界を下げ, GaInAs(P)層でのアバランシェ増倍を抑えたInP/GaInAsP/GaInAs APDを作製した. その結果, 増倍率10において過剰雑音係数 $F = 5$ という理論的な限界値が得られ, APDの低雑音化を達成した. またGaInAsP薄層をInP層とGaInAs層の間に挿入することによって正孔のバイル・アップを防ぎ,

カット・オフ周波数が1GHz以上という高速応答性も同時に実現した。

参考文献

1. J.C.Campbell, A.G.Dentai, W.S.Holden, and B.L.Kasper, "High performance avalanche photodiode with separate absorption 'grading' and multiplication regions", Electron. Lett., vol.19, pp.818-820, 1983.
2. T.Shirai, T.Mikawa, T.Kaneda, and Y.Miyauchi, "InGaAs avalanche photodiodes for $1\mu\text{m}$ wavelength region", Electron. Lett., vol.19, pp.534-536, 1983.
3. Y.Matsushima, Y.Noda, Y.Kushiro, N.Seki, and S.Akiba, "InGaAs/InP heterostructure APD with buffer layer and guard-ring structure", Electron. Lett., vol.20, pp.235-237, 1984.
4. H.Melchor and W.T.Lynch, "Signal and Noise Response of High-Speed Germanium Avalanche Photodiodes", IEEE Trans. Electron Dev., vol.ED-13, pp.829-838, 1966.
5. H.Ando, H.Kanbe, T.Kimura, T.Yamaoka, and T.Kaneda, "Characteristics of Germanium Avalanche Photodiodes in the Wavelength Region of $1.0\text{--}1.6\mu\text{m}$ ", IEEE J. Quantum Electron., vol.QE-14, pp.804-809, 1978.
6. T.Kaneda, H.Fukuda, T.Mikawa, Y.Banba, Y.Toyama, and H.Ando, "Shallow junction $p^+ \text{--} n$ germanium avalanche photodiodes (APD's)", Appl. Phys. Lett., vol.34, pp.866-868, 1979.
7. T.Kaneda, S.Kagawa, T.Mikawa, Y.Toyama, and H.Ando, "An $n^+ \text{--} n \text{--} p$ germanium avalanche photodiode", Appl. Phys. Lett., vol.36, pp.572-574, 1980.
8. T.Mikawa, T.Shirai, K.Nakajima, and T.Kaneda, "Low-noise high-speed InGaAs avalanche photodiodes for $1\text{--}\mu\text{m}$ wavelength region", Technical Digest of Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), 1983, pp.220-221.
9. S.R.Forrest, M.DiDomenico,Jr., R.G.Smith, and H.J.Stocker, "Evidence for tunneling in reverse-biased III-V photodetector

- diodes", Appl. Phys. Lett., vol.36, pp.580-582, 1980.
10. T.P.Pearsall, "Band-to-band tunneling current in $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ p-n junctions", Electron. Lett., vol.16, pp.771-773, 1980.
 11. H.Ando, H.Kambe, M.Ito, and T.Kaneda, "Tunneling Current in InGaAs and Optimum Design for InGaAs/InP Avalanche Photodiodes", Jpn. J. Appl. Phys., vol.19, pp.L277-L288, 1980.
 12. M.Ito, T.Kaneda, K.Nakajima, Y.Toyama, and H.Ando, "Tunneling currents in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ homojunction diodes and design of InGaAs/InP avalanche photodiodes", Solid-State Electron., vol.24, pp.24, pp.421-424, 1981.
 13. S.R.Forrest, O.K.Kim, and R.G.Smith, "Optical response time of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ /InP avalanche photodiodes", Appl. Phys. Lett., vol.41, pp.95-98, 1982.
 14. S.R.Forrest, R.G.Smith, and O.K.Kim, "Performance of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ /InP Avalanche Photodiodes", IEEE J. Quantum Electron., vol.QE-18, pp.2040-2048, 1982.
 15. K.Yasuda, T.Shirai, Y.Kishi, S.Yamazaki, and T.Kaneda, "Heterojunction Effect on Spectral and Frequency Responses", Jpn. J. Appl. Phys., vol.22, pp.291-294, 1982.
 16. Y.Matsushima, S.Akiba, K.Sakai, Y.Kushiro, Y.Noda, and K.Utaka, "High-speed-response InGaAs/InP heterostructure avalanche photodiode with InGaAsP buffer layers", Electron. Lett., vol.18, pp.945-946, 1982.
 17. K.Yasuda, T.Shirai, T.Mikawa, Y.Kishi, and T.Kaneda, "Incident wavelength dependence of pulse responses in InP/InGaAsP/InGaAs avalanche photodiodes", Electron. Lett., vol.19, pp.662-663, 1983.

18. T.P.Pearsall, "Impact ionization rates for electrons and holes in $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ ", Appl. Phys. Lett., vol.36, pp.218-220, 1980.
19. F.Osaka, T.Mikawa, and T.Kaneda, "Electron and hole ionization coefficients in (100)-oriented $\text{Ga}_{0.33}\text{In}_{0.67}\text{As}_{0.70}\text{P}_{0.30}$ ", Appl. Phys. Lett., vol.45, pp.292-293, 1984.
20. F.Osaka, T.Mikawa, and T.Kaneda, "Impact Ionization Coefficients of Electrons and Holes in (100)-Oriented $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ ", IEEE J. Quantum Electron., vol.QE-21, pp.1326-1338, 1985.
21. C.A.Lee, R.A.Logan, R.L.Batdorf, J.J.Kleimack, and W.W.Wiegmann, "Ionization Rates of Holes and Electrons in Silicon", Phys. Rev., vol.134, pp.A761-773, 1964.
22. R.J.McIntyre, "Multiplication Noise in Uniform Avalanche Diodes", IEEE Trans. Electron Dev., vol.ED-13, pp.164-168, 1966.
23. I.Umebu, A.N.M.N.Chouldhury, and P.N.Robson, "Ionization coefficients measured in abrupt InP junctions", Appl. Phys. Lett., vol.36, pp.302-303, 1980.
24. C.A.Armiento and S.H.Groves, "Impact ionization in (100)-, (110)-, and (111)-oriented InP", Appl. Phys. Lett., vol.43, pp.198-200, 1983.
25. G.E.Bulman, L.W.Cook. M.M.Tashima, and G.E.Stillman, "Determination of impact ionization coefficients in InP by analysis of photomultiplication and noise measurements", Technical Digest of IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM), 1980, pp.288-291.
26. T.Shirai, S.Yamazaki, H.Kawata, K.Nakajima, and T.Kaneda, "A Planar InP/InGaAsP Heterostructure Avalanche Photodiode",

- IEEE Trans. Electron Dev., vol.ED-29, pp.1404-1407, 1982.
27. C.B.Duke, Solid State Physics, New York, Academic Press, 1969, Suppl.10, chap.IV.
 28. T.Shirai, S.Yamazaki, K.Yasuda, K.Nakajima, and T.Kaneda, "Conditions of high-speed response in LPE grown InGaAs heterostructure APD", Digest of Annual Conference of Japan Society of Applied Physics, 1983, p.157.
 29. K.G.McKay, "Avalanche Breakdown in Silicon", Phys. Rev., vol.94, pp.877-884, 1954.
 30. A.G.Chynoweth and K.G.McKay, "Internal Field Emission in Silicon p-n Junctions", Phys. Rev., vol.106, pp.418-426, 1957.

7・1節 緒言

人工的な結晶を用いてエネルギー帯構造を空間的に変化させ、そのことによって電子と正孔とのイオン化率の比を人為的に大きくしようとする種々の試み¹⁻⁸が行なわれている。その中でも、二種類のIII-V族半導体の薄層を交互に積み重ねた超格子層をアバランシェ領域とするAPDにおいて、大きなイオン化率比を達成することが可能であるとの提案⁹がなされて以来、超格子APDは最も精力的に実現の努力が払われてきた¹⁻⁴。これまで、種々の大きさのバリア(barrier)層幅およびウェル(well)層幅をもつ $Al_{1-x}Ga_xAs/GaAs$ 超格子¹⁻³および $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$ 超格子⁴におけるイオン化率比に関する実験結果が報告され、また $AlGaAs/GaAs$ 超格子中のイオン化率についての理論的取り扱い¹⁰も試みられている。

イオン化率比の大きな超低雑音の超格子APDを実現する上で必要なことは、第一に、超格子内でイオン化率比の増大を起こす物理的な機構を明らかにすること、第二に、イオン化率比を最も効果的に増大させるためにどのような構造の超格子を設計すべきかを明確にすることである。しかしこれまでは、試行錯誤的に超格子ダイオードを作製してそのイオン化率比を評価する、という段階に留まっており、超格子におけるイオン化率に対する理論的考察は極めて不十分であった。そこで本章では、上に指摘した二つの点を明らかにするために、これまでの章で詳細に述べたInPおよびGaInAsP半導体におけるイオン化率の知識に基き、InPと $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ との組み合わせによる超格子APDのイオン化率比について考察した。まず初めに、InP/GaInAs超格子ダイオードを作製し、その電子および正孔のイオン化率 α 、 β を実験的に決定した。次に、この超格子におけるイオン化率の計算にモンテカルロ・シミュレーションを適用して実験結果を解析するとともに、超格子内のイオン化率を決定する物理的機構を明らかにした。最後に、このシミュレーションを用いて、二つの結晶間のバンド端不連続の大きさ、および超格子内のバリア層幅・ウェル層幅に対するイオン化率の関係を計算し、大きなイオン化率比を得るための超格子の設計法を示した。

7・2節 InP/GaInAs 超格子ダイオードの作製とイオン化率の実験的決定

作製した InP/GaInAs 超格子ダイオードの断面図を図 7・1 に示す。エピタキシャル層は、3・2 節で述べた塩化物系気相成長法¹¹⁻¹³を用いて成長した。この成長法の反応系は図 3・2 に示したものと同じである。n⁺-InP 基板上に、まずキャリア濃度が $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ になるまでサルファをドーブした n-InP バッファ層を 0.3 μm 成長し、その上に、キャリア濃度が約 $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ であるアンドープの n⁻-InP を 0.5 μm 成長した。このアンドープ層は、バッファ層の形成に使われたサルファが超格子層に混入しないようにするために作られた層である。その上に、アンドープで厚みが 350 Å の Ga_{0.47}In_{0.53}As 層を 25 層、厚みが 450 Å の InP 層を 24 層交互に積み重ねた超格子を形成した。この多層構造における平均のキャリア濃度は 10^{14} cm^{-3} の桁であった。最後の GaInAs 層を成長した後、アンドープの n⁻-InP 層を 1.5 μm 成長した。オージェ電子分光 (Auger electron spectroscopy) 測定¹²から、InP/GaInAs 界面は極めて急峻であり遷移層の厚みは 30 Å 以下であることを確認した。また光吸収測定とフォトルミネッセンス測定から、GaInAs 層において良好な量子井戸が形成されており、AlGaAs/GaAs 量子井戸で見られるような混晶のクラスター (cluster)¹⁴ が存在しないことが示された。超格子内の InP と GaInAs の間の伝導帯端および価電子帯端の不連続の大きさ $\Delta\epsilon_c$, $\Delta\epsilon_v$ は、光吸収スペクトル (spectrum) の理論的解析¹⁵から $\Delta\epsilon_c = 0.22 \text{ eV}$, $\Delta\epsilon_v = 0.38 \text{ eV}$ であることが明らかとなった。p⁺ 領域は、拡散温

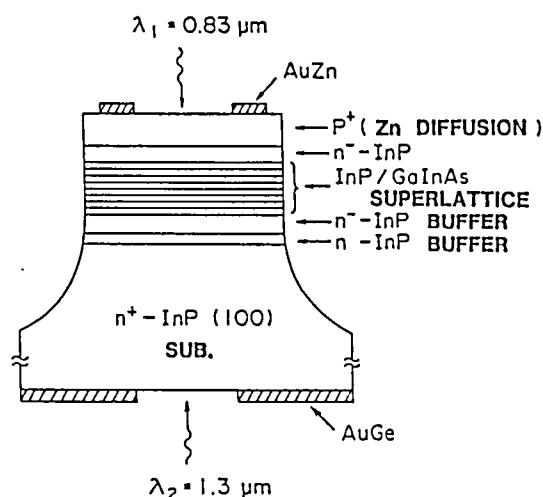


図 7・1. 作製した InP/GaInAs 超格子ダイオードの断面図。

度 450°C での亜鉛（以下に Zn と記す）拡散により，接合が表面の $\text{n}^{-} - \text{InP}$ 層中に入るように約 $1\text{ }\mu\text{m}$ の深さに形成した．拡散種として Zn を選んだのは， Cd に比べて拡散係数が大きく¹⁶⁻¹⁹，低温でも比較的容易に拡散されるからである．拡散温度は，拡散工程中に超格子の構造が劣化しないように，できるだけ低い温度を選んだ．そして実際に，拡散の前後で光吸収特性およびフォトルミネッセンスのスペクトルに全く変化がないことから，拡散工程での超格子構造の劣化が起こっていないことを確認した．基板の表面側と裏面側に各々 AuZn ， AuGe によってオーミックの p 電極と n 電極を形成した後，臭素と臭化水素酸と水との比が $1:17:34$ である混合溶液によってメサ・エッチし，ダイオードを作製した．受光部の直径およびダイオードの直径は各々 $100\text{ }\mu\text{m}$ ， $200\text{ }\mu\text{m}$ とした．裏面側から光を入射するために AuGe 電極に直径 $80\text{ }\mu\text{m}$ の窓をあけた．

ダイオードの表面および裏面から，波長がそれぞれ $0.83\text{ }\mu\text{m}$ ， $1.30\text{ }\mu\text{m}$ の集光された光を受光部に照射し，増倍率のバイアス電圧依存性を測定した．図 7・2 に測定した増倍率特性を示す．ここで M_1 ， M_2 は，各々表面および裏面から光を照射した時の増倍率である．表面から波長 $0.83\text{ }\mu\text{m}$ の光を照射した場合には，大部分の光は表面の InP 層で吸収されるので，超格子領域への純粋な電子注入が実現される．ところが，裏面から波長 $1.3\text{ }\mu\text{m}$ の光を照射した場合は，光は超格子内の GaInAs 層中で吸収されるので，純粋な正孔注入とはならず，混合注入となる．

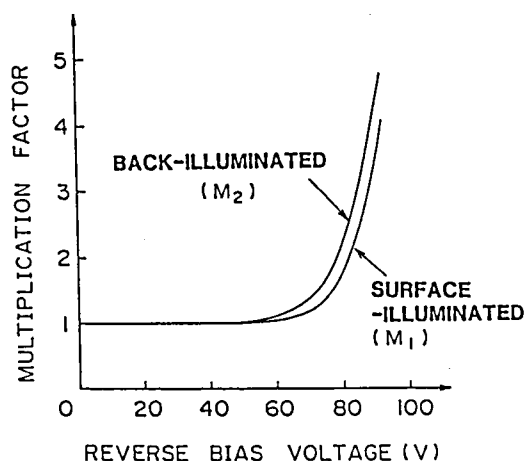


図 7・2．超格子ダイオードの増倍率特性の測定値． M_1 ， M_2 はそれぞれ表面から $0.83\text{ }\mu\text{m}$ ，裏面から $1.30\text{ }\mu\text{m}$ の波長の光を照射した時の増倍率を表す．

超格子中の電子および正孔のイオン化率 α_{SL} , β_{SL} は次のような方法で決定した。アバランシェ領域幅を L とし、座標 x を、アバランシェ領域 ($0 \leq x \leq L$) 内で電子が走行する方向が正の方向となるようにとると、流れる全光電流の密度 J は次式で表わされる²⁰。

$$J = \frac{J_n(0) + J_p(L) \exp\left\{-\int_0^L (\alpha - \beta) dx\right\} + q \int_0^L g(x) \exp\left\{-\int_0^x (\alpha - \beta) dx'\right\} dx}{1 - \int_0^L \alpha \exp\left\{-\int_0^x (\alpha - \beta) dx'\right\} dx} \quad (7 \cdot 1)$$

ここで $J_n(0)$, $J_p(L)$ は各々、 $x = 0$, $x = L$ で注入された電子電流の密度、正孔電流の密度、 $g(x)$ は場所 x において単位時間、単位距離当たりに光励起された電子正孔対の数である。InP/GaInAs 超格子ダイオードでは、アバランシェ増倍が起こる領域は超格子内の GaInAs ウェル層中に限定されると考えてよい。というのは、イオン化の閾値エネルギーは禁制帯幅に比例する²¹ ので、そのエネルギーは GaInAs ウェル層中に比べて InP バリア層中ではるかに大きく、InP バリア層中ではアバランシェ増倍が実際には起こらないと見做せるからである。従って、GaInAs ウェル層の数を n 、ウェル層幅を L_Z とすると、(7・1) 式中の積分範囲 $0 \leq x \leq L$ は $0 \leq x \leq n L_Z$ に変更される。そしてこの場合の (7・1) 式中のイオン化率 α , β は、超格子内の GaInAs ウェル層中のイオン化率ということになるが、これらは超格子領域全体の平均的なイオン化率 α_{SL} , β_{SL} とは異なる。というのは、超格子におけるイオン化率 α_{SL} , β_{SL} を考える場合、GaInAs ウェル層中のイオン化率だけでなく、InP バリア層中のイオン化率も考慮されるからである。そして、 α_{SL} , β_{SL} と (7・1) 式中の α , β との間には

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{SL} &= \frac{L_Z}{L_B + L_Z} \alpha \\ \beta_{SL} &= \frac{L_Z}{L_B + L_Z} \beta \end{aligned} \right\} \quad (7 \cdot 2)$$

の関係が成り立つ。ここで L_B は InP バリア層幅である。イオン化率を決定する上で、更に、 α , β は空間的に一定であると仮定した。というのは、超格子内のキャリア濃度が 10^{15} cm^{-3} 以下というきわめて低い値であり、アバランシェ領域内の電界は一定であると近似できるからである。そうすると (7・1) 式は次式のように表わすことができる。

$$J = \frac{J_n(0) + J_p(nL_Z) \exp\{-(\alpha-\beta)nL_Z\} + q \int_0^{nL_Z} g(x) \exp\{-(\alpha-\beta)x\} dx}{1 + \alpha \{\exp\{-(\alpha-\beta)nL_Z\} - 1\} / (\alpha-\beta)} \quad (7 \cdot 3)$$

表面から波長 $0.83 \mu\text{m}$ の光を照射した場合、純粋な電子注入が実現されるから、上式で $J_p(nL_Z) = g(x) = 0$ とおくと、増倍率 M_1 は

$$M_1 = \frac{J}{J_n(0)} = \frac{1}{1 + \alpha \{\exp\{-(\alpha-\beta)nL_Z\} - 1\} / (\alpha-\beta)} \quad (7 \cdot 4)$$

と表わされる。一方、波長 $1.30 \mu\text{m}$ の光を裏面から照射した場合、光は GaInAs ウェル層中で吸収されるので、この光の GaInAs 中での吸収係数を $\alpha_0 (= 1.4 \times 10^4 \text{ cm}^{-1} \quad 23)$ とすると、 $g(x) = C \exp\{-\alpha_0(nL_Z - x)\}$ (C は定数) となり、また $J_n(0) = J_p(nL_Z) = 0$ である。従って、増倍率 M_2 は

$$M_2 = \frac{J}{q \int_0^{nL_Z} g(x) dx} = \frac{\alpha_0 M_1 \exp(-\alpha_0 nL_Z) \{\exp\{(\alpha_0 - \alpha + \beta)nL_Z\} - 1\}}{(\alpha_0 - \alpha + \beta) \{1 - \exp(-\alpha_0 nL_Z)\}} \quad (7 \cdot 5)$$

となる。(7・4)式、(7・5)式と図7・2に示した M_1 、 M_2 の測定値とから、電界強度 E に対して α 、 β を求め、更に(7・2)式を用いて α_{SL} 、 β_{SL} を決定した。バイアス電圧を V_R 、固有障壁電圧を V_{Bi} 、空乏領域幅を d として、電界強度 E を $E = (V_R + V_{Bi}) / d$ で与えた。

得られた α_{SL} 、 β_{SL} と電界強度の逆数の関係を図7・3の・、○と実線で示す。この図で、破線は3・3節で得られたバルク GaInAs 中のイオン化率 α_T 、 β_T を表わす。 α_{SL} 、 β_{SL} と α_T 、 β_T を比較すると、第一に、バルク GaInAs 中では電子のイオン化率の方が正孔のそれより大きい ($\alpha_T > \beta_T$) のに対して、超格子中では逆に正孔のイオン化率の方が大きく ($\beta_{SL} > \alpha_{SL}$) になっていること、第二に、 β_{SL} は β_T に比べて約2.5倍増大しているのに対して、 α_{SL} は α_T とほとんど同程度の値に留まっていること、が特徴的である。これらの結果の詳しい解析は次節で行なう。

7・3節 モンテカルロ・シミュレーションを用いたイオン化率の実験値の解析

バルクの InP および $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 混晶におけるイオン化率のモン

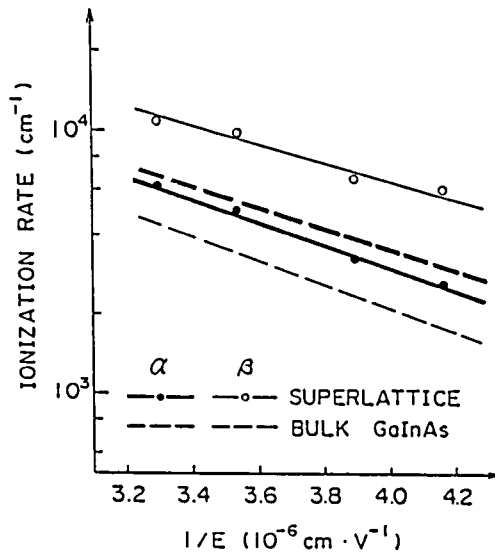


図7・3. InP/GaInAs超格子におけるイオン化率の実験値と電界の逆数の関係(・, ○と実線). 破線はバルクGaInAs中のイオン化率を示す.

テカルロ・シミュレーションはそれぞれ第4章, 第5章で述べた. これらのシミュレーションをInP/GaInAs超格子におけるイオン化率のシミュレーションに拡張し, 前節で示した実験結果を解析した.

7・3・1. シミュレーションの方法

入力データ(data)として, InP, GaInAs両結晶のエネルギー帯構造, 各種の散乱機構による散乱の確率, イオン化の閾値エネルギーおよびイオン化の確率を与えた. 初期状態を, 実空間ではあるInPバリア層内に与え, また運動量空間では電子に対してInPの伝導帯の Γ 谷の底, 正孔に対してInPの価電子帯の頂点に設定し, 電子または正孔をこの初期状態で発生させてシミュレーションを開始した. そして, 入力データがバリア層とウェル層との間で周期的に変化する超格子内を運動するキャリアを, k 空間と実空間において, 擬似乱数を発生させて追跡した. InP/GaInAsヘテロ界面においてエネルギー帯構造が不連続であるので, キャリアがこの界面を横切って走行した場合, 走行後の状態は一般に存在しない. そこでシミュレーションでは, 横切る前後においてキャリアのエネルギーは保存されるとし, 走行後の k 状態は走行前と同じエネルギー

を持ち走行前の k 状態に最も近接する状態として与えた。InPバリア層およびGaInAsウェル層中のキャリアのエネルギーの原点は、電子に対しては各々InP, GaInAsの伝導帯の Γ 谷の底、正孔に対しては両結晶の価電子帯の頂点とした。そうすると、あるキャリアがInPバリア層からGaInAsウェル層に入る場合、あるいは逆にGaInAsウェル層からInPバリア層に出る場合、そのキャリアのエネルギーは、エネルギー帯端不連続の大きさ $\Delta\epsilon_c$, $\Delta\epsilon_v$ の分だけもとのエネルギーに付け加わるか、あるいはもとのエネルギーから差し引かれる。エネルギーが $\Delta\epsilon_c$ または $\Delta\epsilon_v$ 以下であるキャリアがGaInAsウェル層からInPバリア層へ抜け出そうとした場合、このキャリアはヘテロ界面にある障壁を乗り越えることができないので、キャリアは障壁によって弾性散乱を受けると仮定した。GaInAs層中の電子および正孔に対するイオン化の閾値エネルギー ϵ_i^e , ϵ_i^h を、アンダーソンとクロウエル²¹による図示的方法から $\epsilon_i^e = \epsilon_i^h = 1.0 \text{ eV}$ とした。キャリアがある一つのGaInAsウェル層に入った際に、エネルギーがイオン化の閾値エネルギーを越え、しかもその時にイオン化事象が選ばれた場合、そのキャリアは衝突イオン化を起こしたと見做し、次のキャリアを初期状態に発生してシミュレーションを続行した。イオン化率は、衝突イオン化を起こすまでに電界方向に走行した距離の逆数として与えた。計算されたイオン化率は統計的なゆらぎを持っているので、一つ電界強度に対して数十個のキャリアを発生し、イオン化率はそれらの平均として求めた。

7・3・2. イオン化率の実験値の解析

GaInAsウェル層中で座標 z を次のように定義する。印加電界によって加速された電子または正孔は座標 z の正の方向に運動するとし、各GaInAsウェル層に対して一つの座標 z を与える。あるGaInAsウェル層は $0 \leq z \leq L_z$ の範囲に相当する。キャリアは超格子中で衝突イオン化を起こすまでに数多くのバリア層およびウェル層を通過する。場所 z でのキャリアの平均エネルギーは、キャリアが通過したウェル層内の場所 z でのキャリアのエネルギーの平均として計算される。図7・4は、二つの電界強度 $E = 3.0 \times 10^5 \text{ V/cm}$, $3.5 \times 10^5 \text{ V/cm}$ において、多数個のキャリアを超格子内で走行させて計算したキャリアの平均エネルギーの z 依存性を示す。(a)は電子の平均エネルギー $\bar{\epsilon}_e(z)$, (b)は正孔の平均エネルギー $\bar{\epsilon}_h(z)$ を表わす。超格子の構造

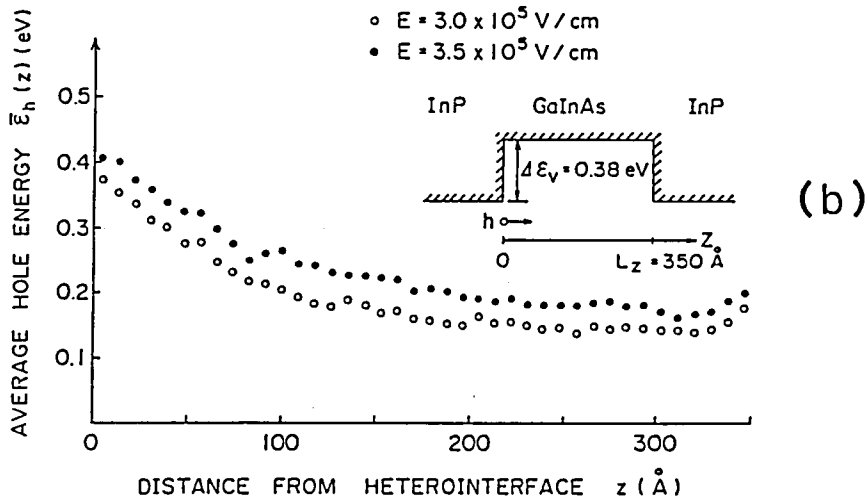
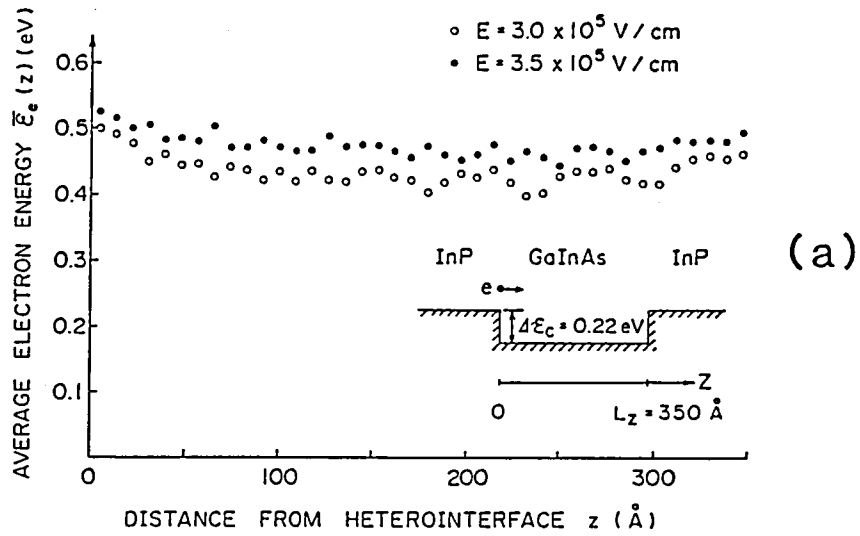
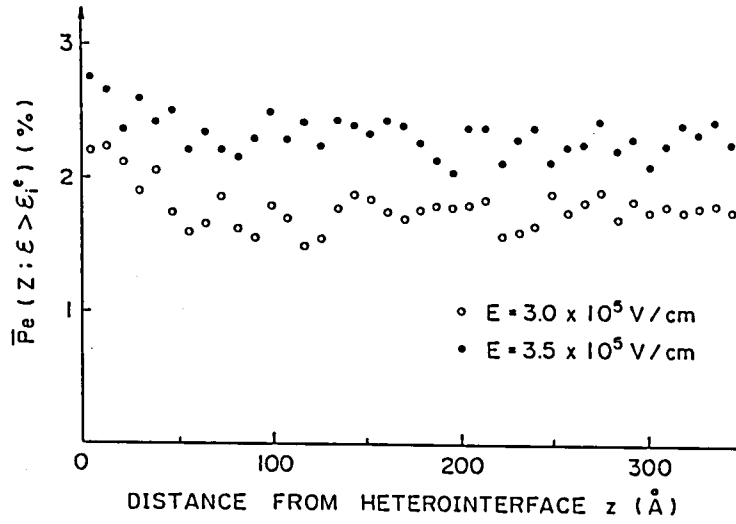


図7・4. GaInAsウェル層中のキャリアの平均エネルギーとヘテロ界面からの距離 z の関係。(a)は電子の平均エネルギー $\bar{\epsilon}_e(z)$ 、(b)は正孔の平均エネルギー $\bar{\epsilon}_h(z)$ を表す。

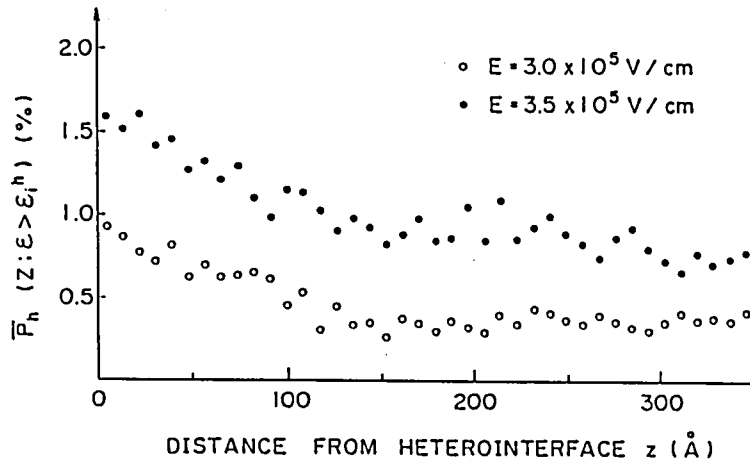
定数として $L_B = 450 \text{ \AA}$ 、 $L_Z = 350 \text{ \AA}$ 、 $\Delta\epsilon_c = 0.22 \text{ eV}$ 、 $\Delta\epsilon_v = 0.38 \text{ eV}$ を与えた。この図から明らかなように、 $\Delta\epsilon_v$ がかなり大きな値であるために正孔のエネルギーが $z=0$ の近傍で増大しているのに対して、電子のエネルギーは $\Delta\epsilon_c$ が小さいため増大の割合は小さい。またこの図で、キャリアのエネルギーが空間的にある値に収束しているが、これは、GaInAsウェル層中に落ち込んだキャリアのエネルギーが、

与えられた電界強度で決まる GaInAs での定常的なエネルギー値よりも大きく、その高いエネルギーが維持できなくなって定常的な値に落ち着こうとするためである。定常的な電子の平均エネルギーが正孔より大きいのは、4・3節において InP 中の α , β のシミュレーションで示したのと同じ理由に依る。つまり電子の場合は、 10^5 V/cm 以上の電界でまたは X 谷にほとんど遷移しているのに対して、正孔の場合、大部分状態密度の大きいヘビー・ホール・バンドの低エネルギー状態を占めるためである。図 7・5 は、二つの電界強度 $E = 3.0 \times 10^5 \text{ V/cm}$, $3.5 \times 10^5 \text{ V/cm}$ における $\bar{P}_e(z; \epsilon > \epsilon_i^e)$ および $\bar{P}_h(z; \epsilon > \epsilon_i^h)$ の z 依存性を示す。 $\bar{P}_{e,h}(z; \epsilon > \epsilon_i^{e,h})$ は、場所 z において電子または正孔のエネルギーがイオン化の閾値エネルギー $\epsilon_i^e, \epsilon_i^h$ を越える平均の確率を表わす。この図から明らかなように、 $\Delta\epsilon_c$ が小さいために GaInAs ウェル層に飛び込んだ電子による衝突イオン化の確率がほとんど増加しないのに対して、正孔による衝突イオン化の確率は大きな $\Delta\epsilon_v$ の効果によって $z = 0$ の近傍で顕著に増大している。図 7・6 は α_{SL} , β_{SL} と電界の逆数の関係に関する計算値と実験値との比較を示す。・, ○ は計算値、実線は実験値である。両者の結果は比較的良く一致している。実験値の方が計算値より若干小さくなっているが、この原因の一つは、前節で述べたイオン化率の決定の過程で α , β が場所に依らず一定であると仮定したことにあると考えられる。つまり、そこでは超格子内のキャリア濃度が十分低く、電界強度がほとんど一定であるので、GaInAs ウェル層中で α , β は z に依らないとした。しかし、図 7・5 に示したように、実際には $\Delta\epsilon_c$, $\Delta\epsilon_v$ の効果のため α , β は z 依存性を持ち、衝突イオン化は $0 \leq z \leq L_z$ の範囲で等しい確率で起こるのではなく、 z の小さい範囲においてイオン化が起こりやすい。従って実効的なアバランシェ領域幅は全 GaInAs 幅 nL_z よりも狭くなる。前節では、アバランシェ領域幅を nL_z としてイオン化率の値を決定したが、実際のアバランシェ領域幅は nL_z よりも狭いため、実験的なイオン化率は前節で決定した値よりも大きくなるはずである。

本節で示した解析から、バルク GaInAs では $\alpha_T > \beta_T$ であるのに対して、超格子中では $\Delta\epsilon_v > \Delta\epsilon_c$ であるために $\beta_{SL} > \alpha_{SL}$ となることが明らかである。また α_{SL} が α_T とほぼ同じ程度の値であることは次のように説明される。超格子中の電子は InP バリア層中ではイオン化を起こすことができず、InP バリア層はアバランシェ領域中のいわゆるデッド・スペース (dead space) となる。そして $\Delta\epsilon_c$ が小さいため



(a)



(b)

図7・5. GaInAsウェル層内の場所 z において、電子又は正孔のエネルギーがイオン化の閾値エネルギーを越える平均の確率 $\bar{P}_e(z; \epsilon > \epsilon_i^e)$, $\bar{P}_h(z; \epsilon > \epsilon_i^h)$ の z 依存性. (a) は電子の場合, (b) は正孔の場合を示す.

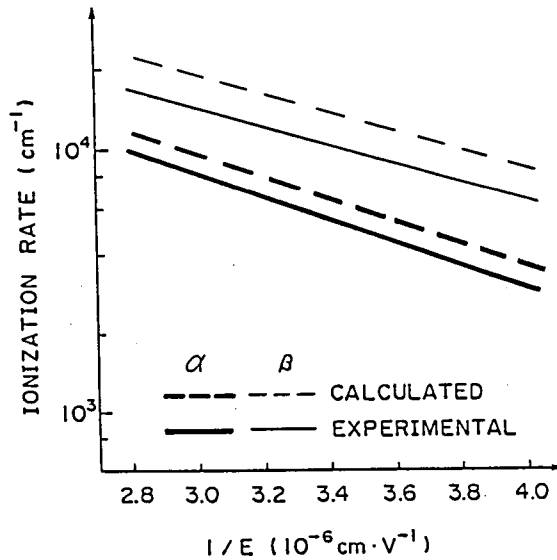


図 7・6．超格子中のイオン化率と電界の逆数の関係に関する計算値
と実験値との比較．・，○は計算値，実線は実験値を示す．

に α の増大の効果が小さく，この小さな α の増大がデッド・スペースの存在による α の減少によって打ち消されるために， α_{SL} がバルクGaInAsでの値とほとんど変わらなくなる．

7・4節 InP/GaInAs超格子によるイオン化率比の設計

前節に説明したモンテカルロ・シミュレーションを用いて，種々のバンド端不連続 $\Delta\epsilon_c$ ， $\Delta\epsilon_v$ およびバリア層幅 L_B ，ウェル層幅 L_Z に対してInP/GaInAs超格子中のイオン化率 α_{SL} ， β_{SL} を計算し，大きなイオン化率比を得るための設計法を考察した．

7・4・1．イオン化率比とバンド端不連続の関係

バンド端不連続の大きさ $\Delta\epsilon_c$ ， $\Delta\epsilon_v$ は，超格子を構成する二種の半導体結晶間の電子親和力の差と禁制帯幅の差によって一次的に決まるため，勿論任意に選ぶことができない．しかし， $\Delta\epsilon_c$ ， $\Delta\epsilon_v$ は半導体の種類で決定されるばかりでなく，基板の面方

位や界面特性によっても変化する。また最近では、ヘテロ界面の急峻性を損なうことなくこれらの値を制御する試みもなされている²²。そこで、ここでは超格子構造を設計する立場から、 $\Delta\epsilon_c$ 、 $\Delta\epsilon_v$ を変数として扱った。図7・7は、 $L_B = 450 \text{ \AA}$ 、 $L_Z = 350 \text{ \AA}$ とし、電界強度を $3 \times 10^5 \text{ V/cm}$ とした場合の α 、 β の $\Delta\epsilon_c$ 依存性の計算値を示す。 $\Delta\epsilon_g$ をInPとGaInAsとの禁制帯幅の差($\Delta\epsilon_g = 0.6 \text{ eV}$)とすると、 $\Delta\epsilon_v$ は $\Delta\epsilon_v = \Delta\epsilon_g - \Delta\epsilon_c$ で与えられる。 α および β はそれぞれ $\Delta\epsilon_c$ 、 $\Delta\epsilon_v$ に対してほぼ指数関数的に増大していることがわかる。図7・8、図7・9は各々、 $\Delta\epsilon_c = 0.1 \text{ eV}$ 、 0.3 eV 、 0.5 eV に対する $\bar{\epsilon}_e(z)$ 、 $\bar{P}_e(z; \epsilon > \epsilon_i^e)$ の z 依存性を示す。また図7・10は、電子が衝突イオン化を起こす平均の場所 \bar{z}_i と $\Delta\epsilon_c$ の関係を示す。これらの図から明らかなように、 $\Delta\epsilon_c$ または $\Delta\epsilon_v$ が大きくなるとともに、バンド端不連続の効果が極めて顕著となり、イオン化率が急速に増大する。そして、超低雑音の超格子APDを実現するには、 $\Delta\epsilon_c$ と $\Delta\epsilon_v$ との差が十分大きい二種の半導体結晶の組み合わせが必要である。高速動作する超格子APDとするためにはヘテロ界面でのキャリアのバイル・アップ効果^{23,24}をできるだけ小さくする必要があり、それには $\Delta\epsilon_v$ が大きな超格子は好ましくない。というのは、図7・4に示したように、GaInAsウ

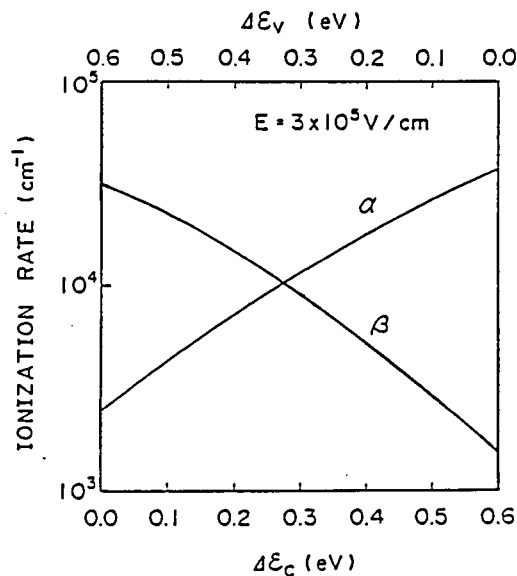


図7・7. InP/GaInAs超格子における α 、 β と伝導帯端不連続の関係の計算値。 $L_B = 450 \text{ \AA}$ 、 $L_Z = 350 \text{ \AA}$ とした。

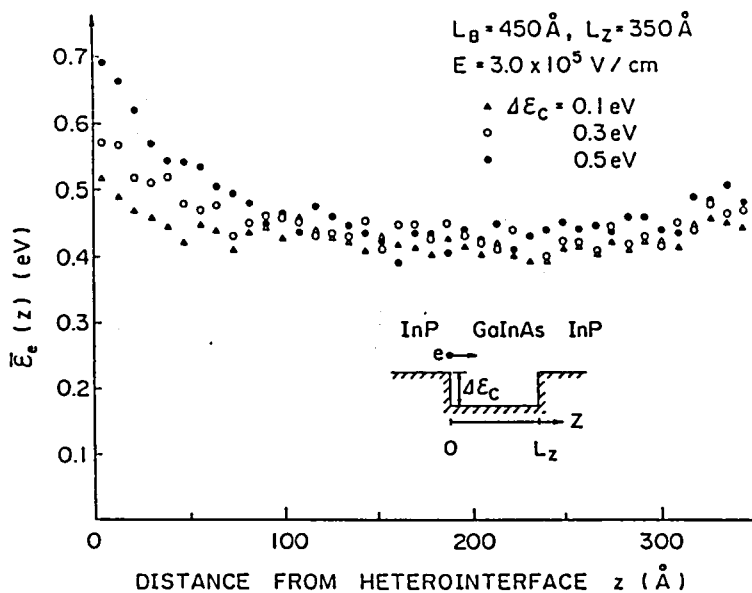


図 7・8. $\Delta\epsilon_c$ をパラメータとした $\bar{\epsilon}_e(z)$ の z 依存性.

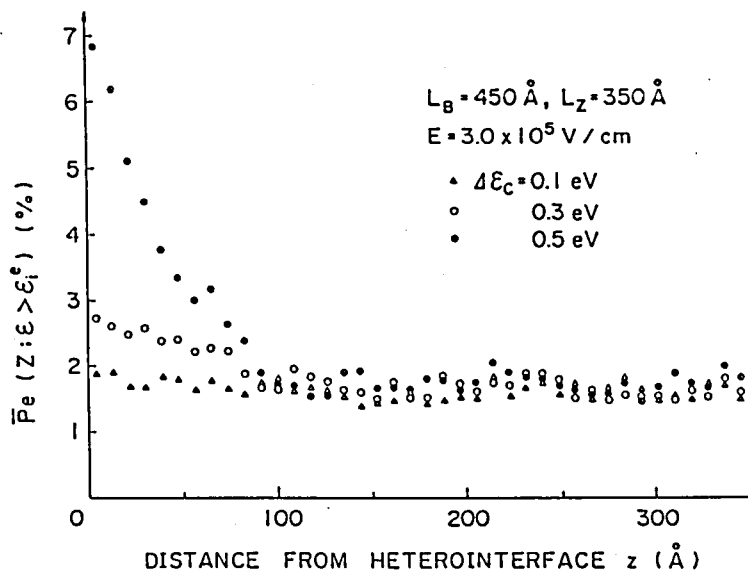


図 7・9. $\Delta\epsilon_c$ をパラメータとした $\bar{P}_e(z; \epsilon > \epsilon_1^e)$ の z 依存性.

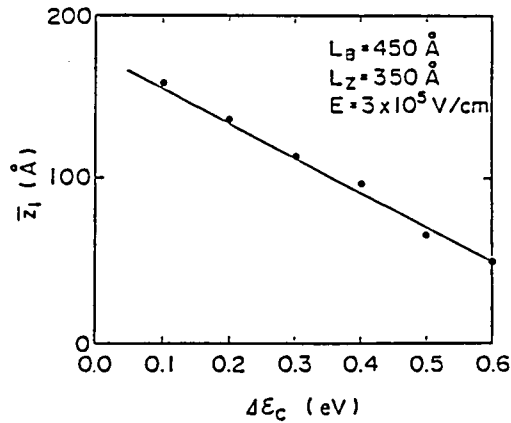


図7・10．電子が衝突イオン化を起こすGaInAs

ウェル層内の平均の場所 \bar{z}_1 と $\Delta \epsilon_c$ の関係．

エル層中の正孔のエネルギーはかなり低く，電位障壁の影響を受けやすいためである．従って，低雑音で応答速度の速い超格子APDにとり $\Delta \epsilon_c \gg \Delta \epsilon_v$ とすることが望ましい．

これまで開発されてきたゲルマニウムAPDのイオン化率比は約1.4²⁵，InP/GaInAsP/GaInAs APDのイオン化率比は約2.5^{26,27}であるが，超格子APDの性能がこれらのAPDに比べて飛躍的に向上するためには，10倍程度のイオン化率比が必要である²⁸⁻³⁰．そこで $\alpha/\beta \geq 10$ を超格子APDの超低雑音化・超高速化のための指標であると見做すと，図7・7から， $\alpha/\beta \geq 10$ であるためには $\Delta \epsilon_c / \Delta \epsilon_v \geq 5$ が必要であることがわかる．

7・4・2．イオン化率比と超格子内の層幅の関係

以下では， $\Delta \epsilon_c = 0.5 \text{ eV}$ ， $\Delta \epsilon_v = 0.1 \text{ eV}$ として種々の L_B ， L_Z に対するイオン化率を計算した．図7・11は， $3 \times 10^5 \text{ V/cm}$ の電界強度に対し， L_B をパラメータとして α ， β の L_Z 依存性を示す． α ， β の L_Z 依存性は定性的に次のように説明される． L を超格子領域の幅とすると，超格子中に存在するGaInAsウェル層の数は $n = L / (L_B + L_Z)$ となる． $P_1(L_Z)$ を一個の電子または正孔が一つのGaInAsウェル層において衝突イオン化を起こす確率とすると，超格子中の電子または正孔のイオン化率は，次式で定義する関数 $y(L_B, L_Z)$ に比例すると考えられる．

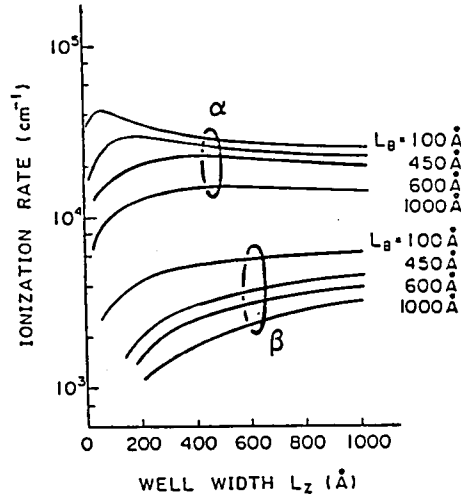


図 7・11. バリア層幅 L_B をパラメータとした InP/GaInAs 超格子における α , β とウェル層幅 L_z の関係の計算値. 電界強度は $3.0 \times 10^5 \text{ V/cm}$ とした.

$$y(L_B, L_z) = \frac{L}{L_B + L_z} P_i(L_z) \quad (7.6)$$

また $p_i(z)$ を, GaInAs ウェル層中のある場所 z での衝突イオン化の確率密度とすると, $P_i(L_z)$ は

$$P_i(L_z) = \int_0^{L_z} p_i(z) dz \quad (7.7)$$

で表わされ, 勾配 $\partial y / \partial L_z$ は次の様になる.

$$\frac{\partial y}{\partial L_z} = \frac{P_i(L_z)(L_B + L_z) - P_i(L_z)}{(L_B + L_z)^2} L \quad (7.8)$$

電子による衝突イオン化の場合, 大きな $\Delta \epsilon_c$ によりヘテロ界面近傍でイオン化確率が増大するため, $p_i(z)$ は明らかな z 依存性をもち, $p_i(L_z)$, $P_i(L_z)$ はともに L_z の正の関数となる. 従って, (7.8) 式で示す $\partial y / \partial L_z$ はある L_z において 0 となり, その L_z において y は最大値をもつ. つまり, 図 7・11 に示すように α がある L_z

で最大となる。一方、正孔による衝突イオン化の場合、 $p_i(z)$ は z に依らずほぼ一定となる。というのは、 $\Delta\epsilon_v$ が小さくヘテロ界面近傍でのイオン化確率の増大がほとんど起こらないからである。従って、 $p_i(L_Z) = C$ (定数)、 $P_i(L_Z) = C L_Z$ とおくと、(7・8) 式から $\partial y / \partial L_Z$ は $C L_B L / (L_B + L_Z)^2 > 0$ となり、 y は図7・11に示すように L_Z に対する単調増加関数となる。図7・11で α 、 β とともに L_B の増大に対して減少しているのは、 L_B の増大とともに GaInAs ウェル層の数 n が減少するからである。

図7・11から $\alpha/\beta > 1.0$ となる L_B と L_Z の範囲を求めると図7・12のようになる。この図から、大きなイオン化率比を得るためには比較的狭いウェル層幅が必要であることがわかる。しかし、ウェル層幅が狭くなりすぎると、ウェル層でキャリアがとりうるエネルギーが離散的となる量子サイズ (size) 効果が現われ、超格子内のエネルギー帯端不連続の大きさが実質的に小さくなるので、超格子構造とする利点は失われる。量子サイズ効果を避けるために必要な L_Z の範囲を得るために、InP バリア層に挟まれた GaInAs の井戸型ポテンシャル (potential) 中の電子および正孔のとりうるエネルギー準位を計算し、GaInAs における実効的な禁制帯幅 ϵ_g^{eff} を求めた。計算では、電子の有効質量を $m_e^* = 0.043 m_0$ ³¹ (m_0 は電子の静止質量)、正孔の有効質量を $m_h^* = 0.45 m_0$ ^{32,33} とした。図7・13は計算した ϵ_g^{eff} の L_Z 依存性を

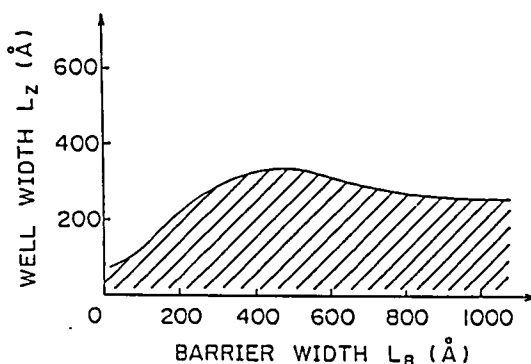


図7・12. InP/GaInAs 超格子におけるイオン化率比 α/β が1.0以上となる L_B と L_Z の範囲。 $\Delta\epsilon_c = 0.5 \text{ eV}$ 、 $\Delta\epsilon_v = 0.1 \text{ eV}$ 、 $E = 3.0 \times 10^5 \text{ V/cm}$ とした。

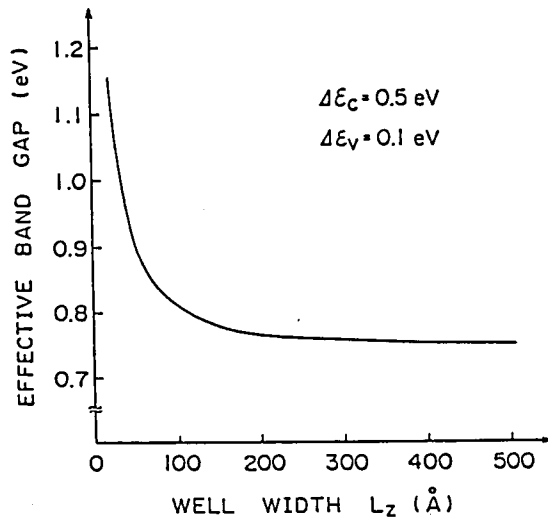


図 7・13. 量子サイズ効果がある場合の GaInAs ウェル層の実効的な禁制帯幅 ϵ_g^{eff} とウェル層幅 L_z の関係の計算値.

$\Delta\epsilon_c = 0.5 \text{ eV}$, $\Delta\epsilon_v = 0.1 \text{ eV}$ とした.

示す. $L_z \leq 100 \text{ Å}$ となると, ϵ_g^{eff} はバルク GaInAs での禁制帯幅から急速に増大し, それとともに電子に対するイオン化の閾値エネルギー ϵ_i^e も増大する. その上に, GaInAs ウェル層中の電子のとりうるエネルギーが L_z が狭くなるにつれて上昇するため, $\Delta\epsilon_c$ が減少する. ϵ_i^e の増大と $\Delta\epsilon_c$ の減少の両方の作用によって $L_z \leq 100 \text{ Å}$ では電子による衝突イオン化が急速に起こりにくくなる. 従って, 量子サイズ効果を避け, 超格子構造にした効果を十分發揮するためには $L_z \geq 100 \text{ Å}$ が必要である.

7・5 節 結言

第 7 章で議論した InP/GaInAs 超格子によるイオン化率比の設計に関する結果をまとめると, 次の様に示される.

- (1) 塩化物系気相成長法を用いて InP/GaInAs 超格子ダイオードを作製し, その増倍率測定から電子と正孔のイオン化率 α , β を決定した. 得られた β は α に比べて約 2 倍大きく, これはバルク GaInAs 中での関係 $\alpha > \beta$ とは逆であること, また β は GaInAs 中の β に比べて約 2.5 倍増大しているのに対し, α は GaInAs 中の α とほとんど同じ値であることを示した.

- (2) InPおよびGaInAsにおける α , β のモンテカルロ・シミュレーションを展開させ、超格子における α , β のシミュレーションの手法を確立した。そして実験的に得られた α , β をシミュレーションによって解析した。作製された超格子では価電子帯端不連続 $\Delta\epsilon_v$ が伝導帯端不連続 $\Delta\epsilon_c$ に比べて約2倍大きいために、正孔による衝突イオン化が電子によるイオン化よりはるかに起こりやすくなり、超格子中では $\beta > \alpha$ となることを示した。また超格子での α がバルクGaInAsにおける α とほとんど同じであるのは、アバランシェ増倍を起こさないInPバリア層の存在が α を減少させ、これが $\Delta\epsilon_c$ の効果によってもたらされる α の増大を打ち消すためであることを示した。シミュレーションによって計算された α , β が実験結果を良く説明しており、このことから、モンテカルロ・シミュレーションの手法が超格子APDにおける α , β を計算する上で有効であることを明らかにした。
- (3) シミュレーションを用いて、イオン化率比 α/β を大きくするために必要な超格子構造を設計した。 $\alpha/\beta \geq 10$ とするには $\Delta\epsilon_c/\Delta\epsilon_v$ が約5以上必要であることを示した。また、大きなイオン化率比を得るには、250~300 Å以下の比較的狭いウェル層幅が必要であることを示した。一方、ウェル層幅が狭くなってくると量子サイズ効果が顕著となり、超格子構造にする利点が小さくなるため、これを避けるには、約100 Å以上のウェル層幅が必要であることを指摘した。

参考文献

1. F.Capasso, W.T.Tsang, A.L.Hutchingson, and G.F.Williams, "Superlattice photodetector: A new avalanche photodiode with a large ionization rates ratio", Technical Digest of IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM), 1981, pp.338-341.
2. F.Capasso, W.T.Tsang, A.L.Hutchingson, and G.F.Williams, "Enhancement of electron ionization in a superlattice: A new avalanche photodiode with a large ionization rate ratio", Appl. Phys. Lett., vol.40, pp.38-40, 1982.
3. F-Y.Juang, U.Das, Y.Nashimoto, and P.K.Bhattacharya, "Electron and hole impact ionization coefficients in GaAs-Al_xGa_{1-x}As superlattices", Appl. Phys. Lett., vol.47, pp.972-974, 1985.
4. K.Mohammed, F.Capasso, J.Allam, A.Y.Cho, and A.L.Hutchingson, "New high-speed long-wavelength Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As multiquantum well avalanche photodiodes", Appl. Phys. Lett., vol.47, pp.597-599, 1985.
5. F.Capasso, W.T.Tsang, A.L.Hutchingson, and P.W.Foy, "The graded bandgap avalanche diode: a new MBE structure with a large ionization rates ratio", Inst. of Phys. Conf. Ser., no.63, Bristol and London, 1981, pp.473-478.
6. G.F.Williams, F.Capasso, and W.T.Tsang, "The Graded Bandgap Mutilayer Avalanche Photodiode: A New Low-Noise Detector", IEEE Electron Dev. Lett., vol.EDL-3, pp.71-73, 1982.
7. F.Capasso, "The Channeling Avalanche Photodiode: A Novel Ultra-Low-Noise Interdigitated p-n Junction Detector", IEEE Trans. Electron. Dev., vol.ED-29, pp.1388-1395, 1982.
8. T.Tanoue and H.Sakaki, "A new method to control impact

- ionization rate ratio by spatial separation of avalanching carriers in multilayered heterostructures", Appl. Phys. Lett., vol.41, pp.67-70, 1982.
9. R.Chin, N.Holonyak,Jr., G.E.Stillman, J.Y.Tang, and K.Hess, "Impact ionization in multilayered heterojunction structures", Electron. Lett., vol.16, pp.467-469, 1980.
 10. K.Brennan, "Theory of Electron and Hole Impact Ionization in Quantum Well and Staircase Superlattice Avalanche Photodiodes", IEEE Trans. Electron Dev., vol.ED-32, pp.2197-2205, 1985.
 11. J.Komeno, M.Takikawa, and M.Ozeki, "TDEG in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ -InP heterojunction grown by chloride VPE", Electron. Lett., vol.19, pp.473-474, 1983.
 12. J.Komeno, K.Kodama, M.Takikawa, and M.Ozeki, "The Growth of an InGaAs-InP Superlattice by the Chloride VPE", Extended Abstracts of the 15th Conference on Solid State Devices and Materials, Tokyo, 1983, pp.57-60.
 13. J.Komeno, K.Kodama, and M.Ozeki, "InGaAs/InP Superlattice Grown by Vapor-Phase Epitaxy and its Application", Extended Abstracts of the 16th Conference on Solid State Devices and Materials, Kobe, 1984, pp.567-570.
 14. N.Holonyak,Jr., W.D.Laidig, B.A.Vojak, K.Hess, J.J.Coleman, P.D.Dapkus, and J.Bardeen, "Alloy Clustering in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs Quantum Well Heterostructures", Phys. Rev. Lett., vol.45, pp.1703-1706, 1980.
 15. K.Kodama, M.Ozeki, and J.Komeno, "Optical investigation of MQW system InP-InGaAs-InP", J. Vac. Sci. Technol. B, vol.1, pp.696-699, 1983.
 16. A.Hooper and B.Tuck, "The electrical properties of zinc

- diffused indium phosphide", Solid-State Electron., vol.19, pp.513-517, 1976.
17. E.A.Rezek, P.W.Wright, and N.Holonyak,Jr., "Planar Zn diffusion in InP", Solid-State Electron., vol.21, pp.325-329, 1978.
 18. P.K.Tien and B.I.Miller, "Diffusion of Cd acceptors in InP and a diffusion theory of III-V semiconductors", Appl. Phys. Lett., vol.34, pp.701-704, 1979.
 19. S.Aytac and A.Schlachetzki, "Shallow and selective diffusion of zinc in indium phosphide", Solid-State Electron., vol.24, pp.57-61, 1981.
 20. C.A.Lee, R.A.Rogan, R.L.Batdorf, J.J.Kleimack, and W.W.Wiegmann, "Ionization Rates of Holes and Electrons in Silicon", Phys. Rev., vol.134, pp.A761-A773, 1964.
 21. C.L.Anderson and C.R.Crowell, "Threshold Energies for Electron-Hole Pair Production by Impact Ionization in Semiconductors", Phys. Rev. B, vol.5, pp.2267-2272, 1972.
 22. F.Capasso, K.Mohammed, and A.Y.Cho, "Tunable barrier heights and band discontinuities via doping interface dipoles: An interface engineering technique and its device applications", J. Vac. Sci. Technol. B, vol.3, pp.1245-1251, 1985.
 23. K.Yasuda, T.Shirai, Y.Kishi, S.Yamazaki, and T.Kaneda, "Heterojunction Effect of Spectral and Frequency Responses in InP/InGaAs APD", Jpn. J. Appl. Phys., vol.22, pp.291-294, 1983.
 24. S.R.Forrest, O.K.Kim, and R.G.Smith, "Optical response time of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ avalanche photodiodes", Appl. Phys. Lett., vol.41, pp.95-98, 1982.
 25. T.Mikawa, S.Kagawa, T.Kaneda, Y.Toyama, and O.Mikami,

- "Crystal orientation dependence of ionization rates in germanium", Appl. Phys. Lett., vol.37, pp.387-389, 1980.
26. T.Shirai, T.Mikawa, and T.Kaneda, "InGaAs avalanche photodiodes for 1 μ m wavelength region", Electron. Lett., vol.19, pp.534-536, 1983.
27. T.Mikawa, T.Shirai, K.Nakajima, and T.Kaneda, "Low-noise high-speed InGaAs avalanche photodiodes for 1- μ m wavelength region", Technical Digest of Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), 1983, pp.220-221.
28. R.J.McIntyre, "Multiplication Noise in Uniform Avalanche Diodes", IEEE Trans. Electron Dev., vol.ED-13, pp.164-168, 1966.
29. R.B.Emmons, "Avalanche-photodiode frequency response", J. Appl. Phys., vol.38, pp.3705-3714, 1967.
30. G.E.Stillman and C.M.Wolfe, Semiconductors and Semimetals, R.K.Willardson & A.C.Beer, ed., vol.12, Academic Press, New York, 1977, chap.5.
31. M.B.Thomas and J.C.Wooley, "Plasma Edge Reflectance Measurements in $\text{Ga}_x\text{In}_{(1-x)}\text{As}$ and $\text{InAs}_x\text{Sb}_{(1-x)}$ Alloys", Canadian J. Phys., vol.49, pp.2052-2060, 1971.
32. Q.H.F.Vrehen, "Interband Magneto-Optical Absorption in Gallium Arsenide", J. Phys. Chem. Solids, vol.24, pp.437-441, 1963.
33. E.Adachi, "Energy Band Parameters of Indium Arsenide at Various Temperatures", J. Phys. Soc. Jpn., vol.24, pp.1178, 1968.

第8章 結論

本論文では、 InP および $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 半導体における衝突イオン化率の実験的・理論的考察と、それを通じてのアバランシェ・フォトダイオード (APD) の低雑音化の設計について述べてきた。

以下に第2章から第7章までに得られた結果を要約し、結論とする。

第2章では、半導体中のキャリアの衝突イオン化の過程に支配的な影響を及ぼしている要因を明らかにするために、 InP におけるイオン化率と結晶方位の関係について実験的に検討した。ここで得られた結果を以下に記す。

- (1) $\langle 100 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ 両結晶方位をもつ InP に対し、信頼性の高いイオン化率の値を、77 Kから293 Kまでの温度範囲においてダイオードの増倍率測定から求めた。その結果、この低温領域において、二つの結晶方位の間でイオン化率の差異が見られないことを明らかにした。
- (2) バリスティックに走行するキャリアが衝突イオン化に重要な寄与をしているとすれば、温度低下とともにフォノンの散乱確率が減少しバリスティック・キャリアによるイオン化の確率が増大するため、イオン化率の結晶方位依存性が強くなるはずである。しかし、測定した低温領域において結晶方位依存性が現われないことから、バリスティック・キャリアのイオン化への寄与が実際上無視できる程小さく、衝突イオン化の過程にあるキャリアに対して散乱が支配的な影響をおよぼしていると考えられることを実験的に示した。

第3章では、 InP と並んで $1\mu\text{m}$ 帯光通信用の受光素子の重要な構成要素である $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 半導体におけるイオン化率の組成比依存性および温度依存性について実験的に検討した。ここで得られた結論を以下に記す。

- (1) 四種類の組成比をもつ GaInAsP ダイオードの増倍率測定から、電子および正孔のイオン化率 α , β を決定した。これらのダイオードでは、純粋なキャリア注入条件が満足されず、一般に用いられている解析的な方法によってはイオン化率を求めることができないため、数値計算を用いて、計算された増倍率特性が実験値に最

- も良く一致するように α , β を決定した. そしてここで開発した方法が, キャリアの注入が混合注入である場合のイオン化率の精度良い決定法であることを示した.
- (2) GaInAsPにおける α , β に第2章で決定したInPにおける α , β を加え, 全組成範囲にわたる α , β のAs組成比(y)依存性を明らかにした. その結果, α は y に対して単調に増大するが, $0 < y \leq 0.4$ においてその増大の割合が指数関数的増大に比べてかなり弱いこと, そして β は $0 < y \leq 0.7$ においてInP中の β よりも小さいことを示した. これらの y 依存性は, GaInAsP混晶半導体中で, InPにおけると同じ散乱機構を仮定する限り説明できず, 混晶に特有の散乱が存在すると考える必要があることを指摘した.
- (3) 77 Kから293 Kまでの低温領域において α , β の温度依存性を測定し, InPに比べてGaInAsP中の α , β の温度依存性が20%~50%小さいことを示した. この温度依存性の違いは, GaInAsPでは, 低温領域においてフォノン散乱に代わって混晶固有の散乱機構がイオン化率を減少させる働きをしていることを表わすものであることを示した.

第4章では, イオン化率の理論的解析の手法としてのモンテカルロ・シミュレーションを發展させ, それを用いてInP中の電子および正孔による衝突イオン化が起こる過程を明らかにした. ここで得られた結論を以下に記す.

- (1) 10^5 V/cm 以上の高電界領域を運動する電子は伝導帯のLまたはX谷に遷移しているが, これらの伝導帯の谷の有効質量が大きいため電界から大きなエネルギーを得られないことと, 頻繁な谷間散乱によって電子のエネルギーが失われ運動量ベクトルが乱雑化されること, 以上のために衝突イオン化が妨げられていることを明らかにした. しかし, 電界が約 $4 \times 10^5 \text{ V/cm}$ 以上になりX谷を占める電子がL谷の状態が無くなるエネルギー領域に達すると, 谷間散乱が弱まるために, エネルギーが急速に上昇し, イオン化の閾値状態に達する確率が生じてイオン化が可能となることを示した.
- (2) 正孔は, 10^5 V/cm 以上の高電界においても, 状態密度の大きな重い正孔のバンドにほとんど留まるために, 大部分約0.5 eV以下の低エネルギー状態を占めているが, 電界が増加するとともにスプリット・オフ・バンドへ遷移する確率が増

え、このバンドに遷移した正孔は、強い電界と小さい有効質量によって自由走行中に大きなエネルギーを得るようになり、イオン化の閾値に達する確率が生じてイオン化が可能となる、ことを示した。

第5章では、第2章に示したInPにおけるイオン化率の結晶方位依存性、および第3章に示したGaInAsPにおけるイオン化率の組成比依存性を、第4章に示したモンテカルロ・シミュレーションを用いて理論的に解析した。ここで得られた結論を以下に記す。

(1) InPにおけるイオン化率の結晶方位依存性について：

電子のイオン化率に結晶方位依存性が生じない理由は、バリスティック電子がイオン化を起こす確率が300Kで0.01%以下、77Kにおいても0.05%以下にすぎず、このような確率は実際上無視できることにあること、また確率がこのように極めて小さいのは、等方的な散乱である谷間散乱がキャリアの運動量ベクトルを完全に乱雑化し、結晶方位の違いによるエネルギー帯構造の差異を打ち消すためであること、を明らかにした。この解析を通じて、イオン化率の結晶方位依存性に関するこれまでの論争に対して、明確な結論を下すことができた。

(2) GaInAsPにおけるイオン化率の組成比依存性について：

(a) α , β のAs組成比(y)依存性の実験値は、混晶固有の散乱機構である混晶散乱を仮定することによって、非常に良く説明されること、従って、混晶散乱が衝突イオン化の過程にあるキャリアに対して大きな影響を及ぼしていることを明らかにした。

(b) y の増加に対して α , β を増大させている要因をシミュレーションによって明確にした。すなわち、 y の増加による禁制帯幅の減少に起因するイオン化の閾値エネルギーの減少が α , β 両方の指数関数的増大をもたらすが、電子の場合、それに加えて、 y の増加とともに谷間散乱の影響が急速に弱まることと、電子のエネルギー分布関数が高いエネルギー範囲において比較的大きな値をもっているために、電子による衝突イオン化の確率が y とともに急速に大きくなること、の二つの要因が、 β に比べての α のより強い y 依存性をもたらしていることを示した。

(c) 実験的な α , β の y 依存性は、このような要因によって α , β を増大させよう

とする傾向と、混晶散乱によって減少させようとする傾向とが差し引きされる結果として現われることを示した。つまり、 α が y に対して単調に増大するのは、混晶散乱による減少の効果以上に α を増大させようとする要因が強く働くためであるのに対して、 β が $0 < y \leq 0.7$ においてInP中の β より小さくなるのは、 β を増大させようとする傾向が弱く、混晶散乱による β の減少の割合の方が大きいためであることを明らかにした。

第6章では、 $1\ \mu\text{m}$ 帯光通信用受光素子として最も重要な位置を占めているInP/GaInAsP/GaInAs APDの過剰雑音を、第2章および第3章で決定したイオン化率を用いて設計し、その設計法をInP/GaInAsP/GaInAs APDの低雑音化に応用した。ここで得られた結論を以下に記す。

- (1) 増倍領域と呼ばれるInP層だけでなくGaInAsP層、GaInAs層でのアバランシェ増倍をも考慮してAPDの過剰雑音係数 F の増倍率依存性を計算した。その結果、ヘテロ界面にかかる電界が高くなるにつれて F 値が増大することを示した。また三通りのInP層幅をもつAPDを作製し、その過剰雑音特性を測定した。その結果、計算値は測定値に極めて良く一致し、このことから過剰雑音の計算は実際的に十分妥当であることが確かめられた。InP層幅が狭くなりヘテロ界面にかかる電界が高くなるにつれて F 値が増大するが、その理由は、InPでは $\beta > \alpha$ であるのに対してGaInAs(P)では逆に $\alpha > \beta$ であり、InPのみでアバランシェ増倍を起こす場合に比べ、GaInAs(P)でも増倍を起こす場合には、実効的なイオン化率比が小さくなるためであることを示した。
- (2) GaInAs(P)層で発生する過剰雑音を低く抑えるための素子定数の設計範囲を明らかにした。それに加えて、これまで検討されてきたトンネル電流の発生を抑えるための条件、およびヘテロ界面でのキャリアのバイル・アップを防ぐための条件を満たす素子定数の範囲をも示した。その結果、過剰雑音に関する条件を満たす素子定数の範囲は、トンネル電流に関する条件を満たす範囲に比べて狭く、このことから、ヘテロ界面にかかる電界の上限値を決める上で、これまでトンネル電流の発生を防ぐことのみが考慮されてきたが、それ以上にGaInAs(P)層での過剰雑音の発生を抑えることの方が重要であることを明らかにした。

(3) 明らかにされた設計法に基いて、ヘテロ界面にかかる電界を下げ、GaInAs

(P)層でのアバランシェ増倍を抑えたInP/GaInAsP/GaInAs APDを作製した。その結果、増倍率10におけるF値が5という理論限界値を示し、APDの低雑音化を達成した。またGaInAsP薄層をInP層とGaInAs層の間に挿入することによってキャリアのバイル・アップ効果を低減し、カット・オフ周波数が1GHz以上という高速応答性をも同時に実現した。

第7章では、バンド工学的考察に基いてイオン化率比を人為的に大きくすることを目指すAPDのうちで、最も重要なものの一つである超格子APDを、InP/Ga_{0.47}In_{0.53}As超格子を用いて構成した場合のイオン化率比を設計した。ここで得られた結論を以下に記す。

(1) 塩化物系気相成長法を用いたInP/GaInAs超格子ダイオードを作製し、その増倍率測定から超格子中の α 、 β を決定した。 α 、 β の実験値を解析するために、すでに確立したInPおよびGaInAsにおける α 、 β のモンテカルロ・シミュレーションを発展させ、超格子における α 、 β のシミュレーションを行なった。そして作製された超格子では、InPとGaInAsの間の価電子帯端不連続 $\Delta\epsilon_v$ が伝導帯端不連続 $\Delta\epsilon_c$ に比べて約2倍大きいため、正孔による衝突イオン化が電子によるイオン化よりはるかに起こりやすくなり、超格子中では $\beta > \alpha$ となっていることを示した。また超格子での α はバルクGaInAsにおける α とほとんど同じ値であるが、その理由は、アバランシェ増倍を起こさないInPバリア層の存在が α を減少させ、これが $\Delta\epsilon_c$ の効果によってもたらされる α の増大を打ち消すためであることを示した。シミュレーションによって計算された α 、 β が実験結果を良く説明していることから、モンテカルロ・シミュレーションが超格子におけるイオン化率を計算する上で有効な手法であることを明らかにした。

(2) シミュレーションを用いて、イオン化率比 α/β を大きくするために必要な超格子構造を設計した。約10倍以上の α/β とするには $\Delta\epsilon_c/\Delta\epsilon_v$ が約5以上必要であることを示した。また約10倍以上の α/β を得るためには、250~300Å以下の比較的狭いウェル層幅が必要であるが、ウェル層幅が狭くなるとともに量子サイズ効果が顕著となり、超格子構造にする利点が小さくなるため、これを避け

るためには約 100 \AA 以上のウェル層幅とすべきであることを示した。

以上述べたように，本研究の目的とした InP および GaInAsP 半導体における衝突イオン化率の実験的・理論的考察と，それに基づく APD の低雑音設計法の確立を達成することができた．これによって， $1\text{ }\mu\text{m}$ 帯光通信用の低雑音・高速 $\text{InP}/\text{GaInAsP}/\text{GaInAs}$ APD の作製が可能となった．更に，将来的な超低雑音・超高速受光素子と目されている中で最も重要なものの一つである超格子 APD の高イオン化率比のための設計法を確立することができた．

謝

辞

本研究の実施，ならびに本論文の作成においては，極めて多くの方々の御指導と御協力を頂いた。

本論文執筆に当たり，京都大学工学部 佐々木昭夫教授には，本論文の内容全般にわたり終始懇切，熱心な御指導・御助言を賜り，心からお礼申し上げる。また同学部 川端 昭 教授，同学部 藤田茂夫教授には，論文をまとめるに当たり，数々の貴重な御助言を頂戴した。更に同学部 竹田美和講師には，本研究の過程で数多くの熱心な御討論を頂いた。これらの先生方の御指導と御鞭達なくしては，本論文は決して完成し得なかったものである。

また（株）富士通研究所取締役 三杉隆彦博士，同所基礎デバイス研究部門 太宰浩一部門長，同所光半導体研究部長 桜井照夫博士には，本研究の機会を与えて頂くと共に，常に暖かい御激励・御指導を賜った。特に，現富士通（株）半導体事業本部 光半導体技術部 第二設計課長 金田隆夫博士には，本研究の開始当時から論文作成に至るまで，終始御指導・御援助を頂いた。更に，富士通（株）商品開発部 開発部長 中村哲夫博士，（株）富士通研究所 機能デバイス研究部長代理 蓮尾信也博士には，論文をまとめるに当たり，暖かい御理解と力強い御激励を頂戴した。

なお，本研究の具体的な遂行は，（株）富士通研究所 光半導体研究部 第三研究室 Ph. D. 和田 修 室長，同室 三川 孝 主任研究員をはじめ，同室の皆様方の絶大なる御協力の下でなされたものである。

また，（株）富士通研究所 化合物半導体研究部 第二研究室長 米野純次博士，同所光半導体研究部 第二研究室長 中嶋一雄博士，同室 山崎 進 博士，富士通（株）光半導体技術部 第二技術課 岸 豊 氏，同部第二設計課 小林正宏氏には，半導体結晶成長について一方ならぬ御尽力を頂いた。素子の評価・解析については，現名古屋工業大学工学部助手 安田和人博士，富士通（株）光半導体技術部 第一設計課 白井達哲氏に絶大なる御協力と御援助を頂いた。計算機シミュレーションに関しては，（株）富士通研究所 光半導体研究部 第一研究室 平野雅夫博士に数多くの有益な御助言を頂いた。

紙面の関係で割愛させて頂いたが，本研究は，以上の方々の他に非常に多数の方々の御協力と御援助を頂戴し遂行されたものである。このような多数の皆様方の御理解と御支

援を得て初めて、本研究ならびに本論文は完成したものである。ここに改めて、これらの方々に心より厚く御礼申し上げる次第である。

研 究 業 績

(1) 発表論文

1. F.Osaka, T.Mikawa, and T.Kaneda, "Impact Ionization Coefficients of Electrons and Holes in (100)-Oriented $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ ", IEEE J. Quantum Electron., vol.QE-21, pp.1326-1338, 1985.
2. F.Osaka and T.Mikawa, "Low-temperature characteristics of electron ionization rates in (100)- and (111)-oriented InP", J. Appl. Phys., vol.58, pp.4426-4430, 1985.
3. F.Osaka and T.Mikawa, "Excess Noise Design of InP/GaInAsP/GaInAs Avalanche Photodiode", IEEE J. Quantum Electron., vol.QE-22, pp.471-478, 1986.
4. F.Osaka, T.Mikawa, and O.Wada, "Analysis of Impact Ionization Phenomena in InP by Monte Carlo Simulation", Jpn. J. Appl. Phys., vol.25, pp.394-401, 1986.
5. F.Osaka, T.Mikawa, and O.Wada, "Effect of Alloy Scattering on Electron and Hole Impact Ionization Rates in $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ Alloy System", Jpn. J. Appl. Phys., vol.25, pp.568-574, 1986.
6. F.Osaka, T.Mikawa, and O.Wada, "Electron and Hole Impact Ionization Rates in InP/ $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ Superlattice", IEEE J. Quantum Electron., vol.QE-22, pp.1986-1991, 1986.
7. F.Osaka, K.Nakajima, T.Kaneda, T.Sakurai, and N.Susa, "InP/InGaAsP avalanche photodiodes with new guard ring structure", Electron. Lett., vol.16, pp.716-717, 1980.
8. F.Osaka, T.Mikawa, and T.Kaneda, "Electron and hole ionization coefficients in (100) oriented $\text{Ga}_{0.33}\text{In}_{0.67}$

- As_{0.70}P_{0.30}", Appl. Phys. Lett., vol.45, pp.292-293, 1984.
9. F.Osaka, T.Mikawa, and T.Kaneda, "Electron and hole ionization coefficients in (100) oriented Ga_{0.18}In_{0.82}As_{0.39}P_{0.61}", Appl. Phys. Lett., vol.45, pp.654-656, 1984.
 10. F.Osaka, T.Mikawa, and T.Kaneda, "Low-temperature characteristics of electron and hole ionization coefficients in (100) oriented Ga_{1-x}In_xAs_yP_{1-y}", Appl. Phys. Lett., vol.46, pp.1138-1140, 1985.
 11. F.Osaka, Y.Kishi, M.Kobayashi, and T.Mikawa, "Low-temperature impact ionization rates in (111)-oriented InP", Appl. Phys. Lett., vol.47, pp.865-866, 1985.
 12. T.Shirai, F.Osaka, S.Yamasaki, and T.Kaneda, "Multiplication noise of InP avalanche photodiodes", Appl. Phys. Lett., vol.39, pp.168-169, 1981.
 13. T.Shirai, F.Osaka, S.Yamasaki, K.Nakajima, and T.Kaneda, "1.3μm InP/InGaAsP planar avalanche photodiodes", Electron. Lett., vol.17, pp.826-827, 1981.
 14. T.Shirai, S.Yamasaki, F.Osaka, K.Nakajima, and T.Kaneda, "Multiplication noise in planar InP/InGaAsP heterostructure avalanche photodiodes", Appl. Phys. Lett., vol.40, pp.532-533, 1982.
 15. T.Takanohashi, F.Osaka, S.Komiya, S.Yamasaki, and K.Nakajima, "EBIC Observation on the InP/InGaAs/InP Heterostructure Photodiodes", Jpn. J. Appl. Phys., vol.25, pp.L269-L272, 1986.

(2) 研究会発表

1. 逢坂, 三川, 金田 「(100)Ga_{1-x}In_xAs_yP_{1-y}のイオン化率」 電子通信学会光・量子エレクトロニクス研究会, 信学技報OQE84-99, 1984年1月.

2. 逢坂, 三川, 和田 「モンテカルロ・シミュレーションによるInPの衝突イオン化現象の解析」 電子通信学会電子デバイス研究会, 信学技報ED-85-96, 1985年11月.
3. 逢坂, 三川, 和田 「InPにおけるイオン化率の結晶軸依存性—実験とシミュレーション—」 電子通信学会電子デバイス研究会, 信学技報ED85-97, 1985年11月.

(3) 口頭発表

1. 逢坂, 中嶋, 金田, 桜井, 須佐 「新構造InP/InGaAsPアバランシュ・フォトダイオード」 第41回応用物理学会講演会, 1980年10月.
2. 逢坂, 金田 「III-V APDの光感度分布に及ぼすリン圧の影響」 第28回応用物理学会講演会, 1981年3月.
3. 安田, 逢坂, 中嶋, 山崎, 金田, 須佐 「新構造InP/GaInAsPアバランシュ・フォトダイオード(II)」 第28回応用物理学会講演会, 1981年3月.
4. 安田, 逢坂, 中嶋, 金田, 桜井 「新構造InP/GaInAsPアバランシュ・フォトダイオード(III)」 第42回応用物理学会講演会, 1981年10月.
5. 逢坂, 米野, 尾関, 金田 「新機能InGaAs/InP受光素子の検討」 第44回応用物理学会講演会, 1983年9月.
6. 逢坂, 三川, 金田 「(100)Ga_{1-x}In_xAs_{1-y}P_yのイオン化率比」 第45回応用物理学会講演会, 1984年10月.
7. 逢坂, 三川, 金田 「(100)Ga_{1-x}In_xAs_yP_{1-y}のイオン化率の室温・低温特性」 第32回応用物理学会講演会, 1985年3月.
8. 逢坂, 三川 「(100)-, (111)-InPの電子のイオン化率の温度特性」 第46回応用物理学会講演会, 1985年10月.
9. 逢坂, 三川 「InP/GaInAsP/GaInAs APDのexcess noise設計」 第46回応用物理学会講演会, 1985年10月.
10. 逢坂, 三川, 和田 「Ga_{1-x}In_xAs_yP_{1-y} 混晶半導体のイオン化率に及ぼす混晶散乱の影響」 第33回応用物理学会講演会, 1986年4月.
11. 逢坂, 三川, 和田 「超格子中のイオン化率比に及ぼすバンド端不連続の影響」 第47回応用物理学会講演会, 1986年9月.